PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21/22. 1. November 1910. Redaktionsschluß für No. 23 am 1. November 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

82. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg vom 18. bis 24. September 1910. S. 921.

Vorträge und Diskussionen von der 82. Naturforscherversammlung zu Königsberg:

Aus der 2. allgemeinen Sitzung:

M. Planck, Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung. S. 922.

Aus der gemeinsamen Sitzung der Sektionen für Mathematik, Physik und mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht. Historische Vorträge über Bessel und Neumann):

P. Volkmann, Franz Neumann als Experimentator. S. 932.

Aus den Sitzungen der physikalischen Sektion:

M. Wien, Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 937.

F. Ehrenhaft, Über die Messung von Elektrizitätsmengen, die kleiner zu sein scheinen als die Ladung des einwertigen Wasserstoffions oder Elektrons und von dessen Vielfachen abweichen. S. 940.

E. Marx, Zweite Durchführung der Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen. S. 952.

W. Matthies, Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberdampflampe. S. 956.

G. Hoffmann, Elektrizitätsübergang durch sehr kurze Trennungsstrecken. S. 961.

G. C. Schmidt, Über die Elektrizitätsleitung von Salzdämpfen. S. 967.

W. v. Ignatowsky, Einige allgemeine Bemerkungen zum Relativitätsprinzip. S. 972.

Th. Kaluza, Zur Relativitätstheorie. S. 977.

R. Müller-Uri, Neuere physikalische Apparate. S. 978.

L. Grunmach, Über einen neuen Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten nach der Steighöhenmethode. S. 980.

W. Kaufmann, Über gleitende Reibung. S. 985.

R. Gans, Magnetisch korrespondierende Zustände. S. 988.

W. E. Pauli, Über unsichtbare Phosphoreszenz. S. 991.

F. Jentzsch, Über Dunkelfeldbeleuchtung. S. 993.

F. Jentzsch, Der Ultrakondensor. S. 1001.

E. Schnetzler, Strömungserscheinungen von Wasser in rauhwandigen Kapillaren innerhalb eines großen Bereiches von Strömungsgeschwindigkeiten. S. 1002.

F. A. Schulze, Elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft Heuslerscher Legierungen. S. 1004.

H. Witte, Mechanische Modelle zum zweiten Wärme-Hauptsatz. S. 1005.

F. P. Liesegang, Einstellung und Abblendung des photographischen Objektivs. S. 1017.

F. P. Liesegang, Versuche über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat. S. 1019.

Originalmitteilungen:

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Bologna: No. 14:

A. Righi, Über das Phänomen der Schwebungen, hervorgebracht durch Lichtschwingungen. S. 1020.

E. Meyer, Über Schweidlersche Schwankungen. S. 1022.

Besprechungen:

G. Brion, Leitfaden zum elektrotechnischen Praktikum. S. 1022.

K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik. S. 1022.

J. Scheiner, Spektralanalytische und photometrische Theorien. S. 1023.

H. Poincaré, Sechs Vorträge über ausgewählte Gegenstände aus der reinen Mathematik und mathematischen Physik. S. 1023.

W. Ramsay, Vergangenes und Künftiges aus der Chemie. S. 1023.

Berichtigung. S. 1024.

Tagesereignisse. S. 1024.

Personalien. S. 1024.

Gesuche. S. 1024.

82. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Königsberg, vom 18. bis 24. September 1910.

Der alte Ruhm der Königsberger Universität hatte trotz der weiten Entfernung eine außerordentlich große Anzahl von Naturforschern und Ärzten zu der diesjährigen Versammlung vereinigt, die unter dem Vorsitz von Herrn Geh. Hofrat Prof. Dr. W. Wien stattfand. Besonders glücklich gewählt war das Programm der allgemeinen Sitzungen. Es sprachen in denselben: Külpe (Bonn), Erkenntnistheorie und Naturwissenschaft; Cramer (Göttingen), Pubertät und Schule; v. Monakow (Zürich), Lokalisation der Gehirnfunktionen; Planck (Berlin), Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung; Tornquist (Königsberg), Die Geologie des Samlandes. Ferner redeten in der gemeinsamen Sitzung beider Hauptgruppen: Zenneck (Ludwigshafen), Die Verwertung des Luftstickstoffes mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens (mit Experimenten), Filchner (Berlin), Über die neue deutsche Südpolarexpedition; (Ach Königsberg), Über den Willen.

Die physikalische Sektion war gut besucht, ihre Organisation besonders dank der aufopferungsvollen Tätigkeit der Einführenden, der Herren Prof. Kaufmann und Troje, eine ausgezeichnete. Das auf den ersten Blick auffallend erscheinende völlige Fehlen von Vorträgen über Radioaktivität ist leicht verständlich, da ein Kongreß für Radiologie in der vorhergehenden Woche in Brüssel stattfand.

Der Nachmittag des 20. September vereinigte die Sektionen für Mathematik, Physik und für den mathematischen und physikalischen Unterricht zu einer gemeinsamen Sitzung für historische Vorträge über Bessel und Neumann. Hier sprachen: v. Brunn (Danzig), Bessel als Astronom; Eggert (Danzig), Bessel als Geodät; J. Sommer (Danzig), Bessel als Mathematiker; A. Wangerin (Halle), Franz Neumann als Mathematiker; P. Volkmann (Königsberg), Franz Neumann als Experimentator.

Das Programm der physikalischen Einzelsitzungen war folgendes:

1. Sitzung, Montag, den 19. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Kaufmann (Königsberg).

1. M. Wien (Danzig): Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. (Mit Demonstrationen.)
2. G. Mie (Greifswald): Eine bequeme Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen von kleiner Wellenlänge. (Mit Demonstrationen.)
3. F. Ehrenhaft (Wien): Eine neue Methode zur Messung der elektrischen Ladung von Einzelteilchen, deren Ladung die Elektronenladung erheblich unter- oder überschreitet (Mit Demonstrationen.)

4. E. Meyer (Aachen): Über die Struktur der γ-Strahlen.
5. E. Marx (Leipzig): Zweite Durchführung der Geschwindigkeitsmessung von Röntgenstrahlen.

2. Sitzung, Dienstag, den 20. September, vormittags 11 Uhr. Vorsitzender: v. Öttingen.

6. Hoffmann (Königsberg): Elektrizitätsübergang durch sehr kleine Funkenstrecken.
7. Martens (Berlin): Vorlesungsversuche über Dynamomaschinen. (Mit Demonstrationen.)
8. Matthies (Münster): Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole des *Hg*-Dampfes. (Mit Demonstrationen.)
9. G. C. Schmidt (Münster): Elektrizitätsleitung in Salzdämpfen.

3. Sitzung, Mittwoch, den 21. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Volkmann (Königsberg).

10. W. v. Ignatowski (Berlin): Über das Relativitätsprinzip.

Nachmittags 5 Uhr. Vorsitzender: v. Öttingen (Leipzig).

11. R. Müller-Uri (Braunschweig): Vorführung neuer Apparate aus der Werkstätte Müller-Uri: 1. und 2. Revolverkameras zur raschen Einstellung von Spektralröhren älterer und neuerer Form; 3. Coulombmeter zur Bestimmung des elektrischen Aquivalentes von Metallen ohne Wägung (Stephan); 4. Righi-Röhren zu Versuchen über magnetische Strahlen.
12. L. Grunmach (Charlottenburg): Ein neuer Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten. (Mit Demonstrationen.)
13. F. Jentzsch (Wetzlar): Demonstrationen einiger Apparate zur kristalloptischen Projektion der Firma E. Leitz (Wetzlar).
14. W. Kaufmann (Königsberg): Über gleitende Reibung (nach Versuchen von Frl. Jakob).
15. R. Gans (Tübingen): Magnetisch korrespondierende Zustände.

4. Sitzung, Donnerstag, d. 22. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Planck (Berlin).

16. Pauli (Koblenz): Neuere Untersuchungen auf dem Gebiete der Phosphoreszenz. (Mit Demonstrationen.)
17. H. Lehmann (Jena): Über ein Filter für ultraviolette Strahlen und seine Anwendungen. (Mit Demonstrationen.)
18. Löwe (Jena): Ein neues Interferometer der Firma Carl Zeiß nach Rayleighschem Prinzip für gasförmige, flüssige und feste Körper. (Mit Demonstration.)

Nachmittags 5 Uhr. Vorsitzender: Classen (Hamburg).

19. Seddig (Frankfurt):
    1. Demonstration der Temperaturänderungen in auf- und abwärts bewegten Luftmassen mit dem absoluten Bolometer;
    2. Demonstration neuer Vorlesungsapparate.
20. Jentzsch (Wetzlar): Neuerungen in der Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie: Der konzentrische Kondensor und der Ultrakondensor.
21. Scheffer (Berlin): Über die seitliche Ausbreitung der Lichtwirkung in photographischen Trockenplatten und ihren Einfluß auf die Detailwiedergabe der Bildstruktur.
22. Baisch (Würzburg): Versuche zur Prüfung des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes im Bereiche kurzer Wellenlängen.
23. Schnetzler (Danzig): Strömungserscheinungen des Wassers in rauhwandigen Kapillaren innerhalb eines sehr großen Bereiches der Strömungsgeschwindigkeiten (bis angenähert Schallgeschwindigkeit).
24. F. A. Schulze (Marburg): Elektrische Leitfähigkeit und Thermokraft Heuslerscher Legierungen.
25. Witte (Wolfenbüttel): Mechanische Modelle zum zweiten Wärmehauptsatz.
26. Liesegang (Düsseldorf): 1. Über die Einstellung und Abblendung des photographischen Objektivs; 2. Versuche über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat. F. K.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 82. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖNIGSBERG.

Aus der zweiten allgemeinen Sitzung:

Max Planck (Berlin), Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung.

Hochansehnliche Versammlung! Von allen Stätten der regelmäßigen Tagungen unserer Gesellschaft läßt sich wohl kaum eine nennen, die so unmittelbar dazu einladet, einen Blick auf die neuere Entwicklung der physikalischen Theorien zu werfen, wie unser diesjähriger Versammlungsort. Ich denke dabei nicht nur an den großen Königsberger Philosophen, der mit genialer Kühnheit sogar die Uranfänge unseres Kosmos physikalischen Gesetzen zu unterwerfen suchte; ich denke auch an den Begründer der theoretischen Physik in Deutschland, Franz Neumann, dessen Schule der physikalischen Wissenschaft eine Reihe ihrer hervorragendsten Forscher beschert hat; ich denke an den Verkünder des Prinzips der Erhaltung der Energie, Hermann Helmholtz, der hier vor 56 Jahren vor den Mitgliedern der Physikalisch-Ökonomischen Gesellschaft die damals ganz neuen Begriffe der potentiellen und der kinetischen Energie („Spannkraft“ und „lebendige Kraft“) an dem Bild eines durch Wasserkraft gehobenen und dann herabsausenden Hammers erläuterte.

Seit jener Zeit haben sich, wie jedermann bekannt ist, in der Physik ungeahnte Wandlungen vollzogen. Wäre Helmholtz heute unter uns versetzt, er würde zweifellos über gar vieles, was er von physikalischen Dingen hörte, erstaunt den Kopf schütteln. In erster Linie sind es die großartigen Fortschritte der experimentellen Technik, welche den Umschwung herbeigeführt haben. Die von ihr errungenen Erfolge kamen in mancher Beziehung so unerwartet, daß man heutzutage selbst Probleme für lösbar zu halten geneigt ist, an deren Bewältigung vor wenig Jahrzehnten noch kein Mensch gedacht hätte, und daß man prinzipiell überhaupt kaum etwas für technisch absolut unmöglich ansieht. Aber

auch den Theoretikern hat sich ein gutes Stück des bei den Praktikern herangebildeten Wagemutes mitgeteilt, sie gehen jetzt mit einer für frühere Zeiten unerhörten Kühnheit ans Werk, kein physikalischer Satz ist gegenwärtig vor Anzweiflungen sicher, alle und jede physikalische Wahrheit gilt als diskutabel. Es sieht manchmal fast so aus, als wäre in der theoretischen Physik die Zeit des Chaos wieder im Anzuge.

Aber je verwirrender die Fülle der neuen Tatsachen, je bunter die Mannigfaltigkeit der neuen Ideen auf uns eindringt, um so gebieterischer erhebt sich wieder auf der anderen Seite der Ruf nach einer zusammenfassenden Betrachtungsweise. Denn so gewiß der Erfolg eines jedweden Experimentes nur durch eine passende Anordnung der Versuche gewährleistet wird, ebenso sicher kann eine in weiterem Umfang brauchbare Arbeitshypothese, die zu richtigen Fragestellungen verhilft, nur durch eine zweckmäßige physikalische Weltanschauung vermittelt werden. Und nicht nur für die Physik, für die ganze Naturwissenschaft ist dieser Ruf nach einer zusammenfassenden Naturanschauung bedeutungsvoll; denn eine Umwälzung im Bereich der physikalischen Prinzipien kann nicht ohne Rückwirkung auf alle übrigen Naturwissenschaften bleiben.

Diejenige Naturanschauung, die bisher der Physik die wichtigsten Dienste geleistet hat, ist unstreitig die mechanische. Bedenken wir, daß dieselbe darauf ausgeht, alle qualitativen Unterschiede in letzter Linie zu erklären durch Bewegungen, so dürfen wir die mechanische Naturanschauung wohl definieren als die Ansicht, daß alle physikalischen Vorgänge sich vollständig auf Bewegungen von unveränderlichen, gleichartigen Massenpunkten oder Massenelementen zurückführen lassen. Jedenfalls werde ich hier in diesem Sinne von der mechanischen Naturanschauung sprechen. Ist nun diese Hypothese auch heutzutage der neueren Entwicklung der Physik gegenüber grundlegend und durchführbar?

Von jeher hat es Physiker und Philosophen gegeben, welche die Bejahung dieser Frage als etwas Selbstverständliches ansahen, ja sie geradezu als ein Postulat der physikalischen Forschung betrachteten. Nach dieser Auffassung besteht die Aufgabe der theoretischen Physik direkt darin, alle Vorgänge in der Natur auf Bewegung zurückzuführen. Demgegenüber gab es von jeher skeptischere Naturen, welche den fundamentalen Charakter einer solchen Formulierung des Problems bezweifelten, welche die mechanische Naturanschauung für zu eng hielten, um die ganze bunte Mannigfaltigkeit sämtlicher Naturvorgänge zu umspannen. Man kann nicht sagen, daß die eine der beiden entgegengesetzten Meinungen bisher das entschiedene Übergewicht errungen hätte. Erst in unseren Tagen scheint sich eine endgültige Entscheidung vorzubereiten, als Endresultat einer tiefgehenden Bewegung, welche die theoretische Physik ergriffen hat — einer Bewegung von solch radikaler, umwälzender Art, daß sie ihre Wellen weit über die eigentliche Physik hinaus in die Nachbargebiete der Chemie, Astronomie, ja bis in die Erkenntnistheorie hinein schlägt, und daß in ihrem Gefolge sich wissenschaftliche Kämpfe ankündigen, denen nur noch die um die kopernikanische Weltanschauung geführten vergleichbar sein werden. Was zu dieser Revolution geführt hat, und wie die durch sie hervorgerufene Krisis vielleicht überwunden werden wird, das möchte ich im folgenden darzulegen versuchen.

Die Blütezeit der mechanischen Naturanschauung lag im vorigen Jahrhundert. Den ersten mächtigen Impuls erfuhr sie durch die Entdeckung des Prinzips der Erhaltung der Energie, ja sie wurde sogar manchmal mit dem Energieprinzip, besonders in der ersten Zeit seiner Entdeckung, geradezu identifiziert. Dieses Mißverständnis rührt jedenfalls daher, daß vom Standpunkt der mechanischen Naturanschauung das Energieprinzip sich sehr leicht deduzieren läßt; denn wenn alle Energie mechanischer Natur ist, so ist im Grunde das Energieprinzip nichts anderes, als das in der Mechanik schon seit langer Zeit bekannte Gesetz der lebendigen Kräfte. Es gibt dann in der ganzen Natur überhaupt nur zwei Arten von Energie, kinetische und potentielle, und es handelt sich nur noch darum, bei einer bestimmten Energieart, z. B. Wärme, Elektrizität, Magnetismus, zu entscheiden, ob sie kinetischer oder potentieller Natur ist. Dies ist ganz der Standpunkt, den Helmholtz in seiner ersten epochemachenden Schrift über die Erhaltung der Kraft eingenommen hat. Es dauerte erst eine gewisse Zeit, ehe man sich bewußt wurde, daß mit dem Satz der Erhaltung der Energie über die Natur der Energie noch gar nichts ausgesagt ist — welche Meinung übrigens der Entdecker des mechanischen Wärmeäquivalents, Julius Robert Mayer, bekanntlich von Anfang an verfochten hatte.

Was der mechanischen Anschauung ihren eigentlichen speziellen Antrieb verlieh, das war vielmehr die Entwicklung der kinetischen Gastheorie. Dieselbe traf aufs glücklichste zusammen mit der Richtung, welche inzwischen die chemische Forschung eingeschlagen hatte. Dort war man bei der Aufgabe, das Molekül vom Atom genau zu unterscheiden, auf den Avogadroschen Satz gekommen, als auf die brauchbarste Definition des gasförmigen Moleküls, und nun ergab sich gerade dieser Satz als eine strenge

Folgerung der kinetischen Gastheorie, wofern man als Maß der Temperatur die lebendige Kraft der bewegten Moleküle einführt. So konnten auf Grund der atomistischen Vorstellungen die Erscheinungen der Dissoziation und Assoziation, der Isomerie, der optischen Aktivität der Moleküle, durch mechanische Betrachtungen bis ins einzelne aufgehellt werden, mit gleichem Erfolge wie die physikalischen Vorgänge der Reibung, der Diffusion, der Wärmeleitung.

Allerdings blieb noch die Frage als letztes wichtigstes Problem zurück, wie die Verschiedenheit der chemischen Elemente durch Bewegungen zu erklären sei. Aber auch hier zeigte sich Hoffnung; denn das periodische System der Elemente schien mit Deutlichkeit darauf hinzuweisen, daß es schließlich nur eine Art Materie gibt; und wenn auch die Proutsche Hypothese, daß der Wasserstoff diese Urmaterie ist, sich als undurchführbar erwies, weil die Atomgewichte durchaus nicht ganze Vielfache des Wasserstoffatomgewichts sind, so blieb doch immer noch die Möglichkeit übrig, den gemeinschaftlichen Baustein aller chemischen Elemente, das Uratom, noch kleiner zu wählen und dadurch die Einheitlichkeit des Urstoffes zu wahren.

Eine ernste Gefahr schien eine Zeitlang der atomistischen Theorie von energetischer Seite her, aus der reinen Thermodynamik zu erwachsen. Hatte man schon, wie oben hervorgehoben, erkannt, daß die mechanische Naturauffassung durch das Energieprinzip keineswegs gefordert wird, so führte der zweite Hauptsatz der Thermodynamik und seine vielfachen Anwendungen, namentlich auf dem Gebiete der physikalischen Chemie, zu einem gewissen Mißtrauen gegen die Atomistik. Allgemeine Sätze, welche sich aus der reinen Thermodynamik mit Leichtigkeit in voller Exaktheit und in ihrem ganzen Umfange ergeben, wie z. B. die Gesetze der Verdampfungs- und Schmelzwärme, des osmotischen Druckes, der elektrolytischen Dissoziation, der Gefrierpunktserniedrigung und Siedepunktserhöhung, konnten mit den Vorstellungen der Atomistik nur mühsam und in gewisser Annäherung abgeleitet werden, besonders auf dem Gebiete der Flüssigkeiten und festen Körper, wo überhaupt die Atomistik noch gar nicht recht eingeführt war, während die Methoden der Thermodynamik alle drei Aggregatzustände mit gleicher Souveränität beherrschten und gerade auf dem Gebiet der flüssigen Lösungen ihre glänzendsten Erfolge erzielten. Vor allem aber machte die Irreversibilität der natürlichen Vorgänge der mechanischen Naturauffassung viel zu schaffen; denn in der Mechanik sind alle Vorgänge reversibel, und es bedurfte der tiefgehenden Analyse und nicht minder des unbeugsamen wissenschaftlichen Optimismus eines Ludwig Boltzmann, um die Atomistik mit dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie nicht nur zu versöhnen, sondern sogar die Grundidee des zweiten Hauptsatzes durch die Atomistik erst verständlich zu machen. Alle diese schwierigen Fragen wurden spielend überwunden, oder vielmehr sie existierten überhaupt nicht für die Anhänger der reinen Thermodynamik, welche die Zurückführung der thermischen und chemischen Energie auf mechanische gar nicht als Problem anerkannten, sondern bei der Annahme verschiedenartiger Energien stehen blieben — ein Umstand, der Boltzmann gelegentlich zu dem Stoßseufzer veranlaßte, die kinetische Gastheorie scheine ihm aus der Mode gekommen zu sein. Wenige Jahre später hätte er dies wohl nicht mehr gesagt; denn es war gerade damals um die Zeit, als die kinetische Gastheorie Erfolge zu sammeln begann, welche den bisherigen mindestens die Wage hielten.

Zunächst gelangte die reine Thermodynamik bald an ihre natürliche Grenze. Da nämlich der zweite Hauptsatz im allgemeinen nur eine Ungleichung liefert, so lassen sich Gleichungen aus ihm nur für Gleichgewichtszustände ableiten, hier allerdings in voller Allgemeinheit und Exaktheit. Sobald man aber dies Gebiet verläßt und nach dem zeitlichen Verlauf physikalischer oder chemischer Vorgänge fragt, vermag der zweite Hauptsatz nur die Richtung anzugeben, auch wohl einige qualitative Aussagen für solche Vorgänge zu machen, die sich vom Gleichgewichtszustand sehr wenig entfernen; aber einen quantitativ bestimmbaren Wert für Reaktionsgeschwindigkeiten liefert er nicht, und noch viel weniger einen Einblick in die Einzelheiten der betreffenden Vorgänge. Hier ist man also lediglich auf atomistische Vorstellungen angewiesen, und dieselben haben sich nach allen Richtungen bewährt. Ganz besonders wichtig wurden sie für die Gesetze der Ionisierung, wie überhaupt aller Vorgänge, bei welchen Elektronen eine Rolle spielen. Es muß hier der einfache Hinweis darauf genügen, daß die Erscheinungen der Dispersion, der Kathoden- und Röntgenstrahlen, der gesamten Radioaktivität, um diese unermeßlichen Gebiete nur mit einem Wort zu nennen, überhaupt nur zu verstehen sind auf dem Boden der kinetischen Atomistik.

Ja selbst auf dem ureigenen Gebiet der Thermodynamik, bei den Gleichgewichts- bezw. stationären Zuständen, hat die kinetische Theorie über gewisse Fragen Licht verbreitet, die der reinen Thermodynamik dunkel bleiben mußten. Sie hat die Emission und Absorption der Wärmestrahlen verständlicher gemacht, ja sie hat in

der Erklärung der sogenannten Brownschen Molekularbewegung den direkten, sozusagen handgreiflichen Beweis für ihre Berechtigung und ihre Notwendigkeit geliefert, und dadurch erst kürzlich ihre höchsten Triumphe gefeiert. Zusammenfassend kann man sagen: Auf dem Gebiete der Wärmelehre, der Chemie, der Elektronentheorie ist die kinetische Atomistik nicht mehr nur Arbeitshypothese, sie ist eine fest und dauernd begründete Theorie.

Wie steht es nun aber mit der mechanischen Naturanschauung? Dieselbe würde doch mit der Atomistik der Materie und der Elektrizität sich nicht begnügen, sondern würde noch weiter verlangen, daß überhaupt alle Naturvorgänge als Bewegungen einfacher Massenpunkte gedeutet werden können.

Der großartigste, aber auch wohl der letzte Versuch, prinzipiell alle Naturerscheinungen auf Bewegung zurückzuführen, ist enthalten in der Mechanik von Heinrich Hertz. Hier ist das Streben der mechanischen Naturanschauung nach einem einheitlichen Weltbild zu einer gewissen idealen Vollendung gebracht worden. Die Hertzsche Mechanik ist nicht eigentlich aktuelle Physik, sie ist Zukunftsphysik oder sozusagen eine Art physikalisches Glaubensbekenntnis. Sie stellt ein Programm auf von erhabener Konsequenz und Harmonie, das alle früheren auf das gleiche Ziel gerichteten Versuche hinter sich läßt. Hertz begnügt sich nämlich nicht damit, die vollständige Durchführbarkeit der mechanischen Naturanschauung auf Grund der Annahme von Bewegungen einfacher gleichartiger Massenpunkte, der einzigen wahren Bausteine des ganzen physikalischen Universums, zu postulieren, er geht noch über den von Helmholtz in seiner Erhaltung der Kraft vertretenen Standpunkt insofern hinaus, als er den Unterschied zwischen potentieller und kinetischer Energie und damit alle Probleme, welche die Untersuchung der speziellen Energieart betreffen, von vornherein eliminiert. Nach Hertz gibt es nicht nur eine einzige Art von Materie, den Massenpunkt, sondern auch nur eine einzige Art von Energie, die kinetische. Alle anderen Energien, die wir z. B. als potentielle Energie, als elektromagnetische, chemische, thermische Energie bezeichnen, sind in Wahrheit kinetische Energie der Bewegungen unsichtbarer Massenpunkte, und was das Verhalten dieser Energien so verschieden macht, sind einzig und allein die festen Koppelungen, welche in der Natur zwischen den Lagen und den Geschwindigkeiten der betreffenden Massenpunkte bestehen. Diese Koppelungen beeinträchtigen die Gültigkeit des Energieprinzips in keiner Weise, da sie nur für die Richtung der Bewegungen, nicht aber für die Größe der lebendigen Kräfte von Einfluß sind, ebenso etwa, wie ein fahrender Eisenbahnzug durch die Krümmung der Schienen wohl abgelenkt, aber nicht verlangsamt wird. Alle Bewegungen in der Natur beruhen daher nach Hertz im letzten Grunde ausschließlich auf der Trägheit der Materie. Ein gutes Beispiel für diese Anschauung liefert die kinetische Gastheorie, welche die bis dahin als potentiell angesehene elastische Energie der ruhenden Gasteilchen ersetzt durch die kinetische Energie der bewegten Gasteilchen. Diese radikale Vereinfachung der Annahmen bringt es mit sich, daß die Sätze der Hertzschen Mechanik sich einer wunderbaren Einfachheit und Übersichtlichkeit erfreuen.

Aber bei näherer Betrachtung erweisen sich die Schwierigkeiten nicht behoben, sondern nur zurückgeschoben, und zwar zurückgeschoben in ein der experimentellen Prüfung fast unzugängliches Gebiet. Hertz selber mochte dies gefühlt haben; denn er hat, wie auch Helmholtz in seiner Vorrede zu dem nachgelassenen Werk betont, niemals auch nur den Versuch gemacht, in einem bestimmten einfachen Fall die Art der von ihm eingeführten unsichtbaren Bewegungen mit ihren eigenartigen Koppelungen anzudeuten. Auch heute sind wir in dieser Richtung nicht um einen Schritt weiter gekommen; im Gegenteil werden wir sehen, daß die Entwickelung der Physik inzwischen ganz andere Bahnen eingeschlagen hat, die nicht nur von der Hertzschen, sondern überhaupt von der mechanischen Auffassung weit hinwegführen. Denn gerade unter den am allergenauesten erforschten physikalischen Vorgängen gibt es noch eine große Gruppe, welche der Durchführung der mechanischen Naturanschauung einen, wie es scheint, unüberwindlichen Widerstand entgegengesetzt hat.

Ich wende mich gleich zu dem eigentlichen Schmerzenskinde der mechanischen Theorie: dem Lichtäther. Die Bestrebungen, die Lichtwellen als Bewegungen eines fein verteilten Stoffes zu deuten, sind so alt, wie die Huygenssche Undulationstheorie, und entsprechend bunt ist die Reihe der Vorstellungen, die man sich von der Konstitution dieses rätselhaften Mediums im Laufe der Zeiten gebildet hat. Denn so sicher die Existenz eines materiellen Lichtäthers ein Postulat der mechanischen Naturanschauung ist — denn nach ihr muß, wo Energie ist, auch Bewegung sein, und wo Bewegung ist, muß auch etwas da sein, was sich bewegt —, so seltsam sticht sein Verhalten von dem aller übrigen bekannten Stoffe ab, schon wegen seiner außerordentlich geringen Dichtigkeit im Vergleich zu seiner kolossalen Elastizität, welche die ungeheuer große Fortpflanzungsgeschwindig-

keit der Lichtwellen bedingt. Nach Huygens, welcher die Lichtwellen für longitudinal hielt, konnte man sich den Lichtäther noch als ein feines Gas denken, nach Fresnel aber, welcher die Transversalität zur Gewißheit erhob, mußte der Äther als fester Körper angesprochen werden; denn ein gasförmiger Äther wäre nicht imstande, transversale Lichtwellen fortzupflanzen. Es ist zwar vielfach versucht worden, die Transversalwellen durch reibungsartige Vorgänge zu erklären, die ja auch in Gasen vorkommen, aber dieser Weg erscheint schon deshalb nicht gangbar, weil im freien Äther weder Absorption des Lichtes noch eine Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Farbe nachweisbar ist. Man war also gezwungen, einen festen Körper anzunehmen, der die sonderbare Eigenschaft besitzt, daß die Himmelskörper ohne jeden nachweisbaren Widerstand durch ihn hindurchgehen. Aber das war erst der Anfang der Schwierigkeiten. Jeder Versuch, die Gleichungen der Elastizitätstheorie fester Körper auf den Lichtäther anzuwenden, führte zur Forderung longitudinaler Wellen, welche in Wirklichkeit nicht existieren, wenigstens trotz angestrengter, vielfach variierter Bemühungen nicht aufzufinden waren, und dieser longitudinalen Wellen konnte man sich nur entledigen durch die Annahme entweder unendlich kleiner oder auch unendlich großer Kompressibilität des Lichtäthers. Aber selbst dann war es unmöglich, die Grenzbedingungen an der Trennungsfläche zweier verschiedenartiger Medien vollkommen befriedigend zu erfüllen.

Ich will hier absehen von einer Schilderung aller verschiedenartigen mehr oder weniger komplizierten Annahmen, durch welche man dieser Schwierigkeiten Herr zu werden suchte, ich will nur noch hinweisen auf ein bedenkliches Symptom, welches unfruchtbare Hypothesen zu begleiten pflegt und welches sich auch bei dem vorliegenden Problem unangenehm fühlbar machte: ich meine das Auftreten von physikalischen Kontroversen, die gar nicht durch Messungen zu entscheiden sind. Dahin gehört vor allem die berühmte Kontroverse zwischen Fresnel und Neumann über den Zusammenhang der Schwingungsrichtung geradlinig polarisierten Lichtes mit der Polarisationsebene. Es läßt sich wohl kaum ein Gebiet der Physik namhaft machen, in welchem um eine im Grunde, wie es scheint, unlösbare Frage ein so hartnäckiger Kampf geführt wurde mit allen erdenklichen Waffen des Experimentes und der Theorie.

Erst mit dem Vordringen der elektromagnetischen Lichttheorie wurde dieser Kampf als bedeutungslos erkannt und abgebrochen — bedeutungslos allerdings nur für diejenige Auffassung, welche sich damit begnügt, das Licht als einen elektrodynamischen Vorgang zu betrachten. Denn das Problem der mechanischen Erklärung der Lichtwellen blieb ungelöst bestehen, es war nur vertagt bis zur Lösung des viel allgemeineren Problems, sämtliche elektromagnetische Vorgänge, statische und dynamische, auf Bewegung zurückzuführen. Und in der Tat: mit der weiteren Entwicklung der Elektrodynamik wuchs das Interesse an diesem größeren Problem wieder um so stärker. Man ging mit umfassenderen Hilfsmitteln, von allgemeineren Erwägungen aus daran, es seiner Lösung näher zu führen, und damit stieg auch die Bedeutung des Lichtäthers wieder: denn war er bisher nur der Sitz der optischen Wellen gewesen, so wurde er nun Träger der Gesamtheit der elektromagnetischen Erscheinungen, wenigstens im reinen Vakuum.

Doch alles war vergeblich — der Lichtäther spottete abermals aller Bemühungen, ihn mechanisch zu begreifen. Soviel schien zwar einleuchtend, daß die elektrische und die magnetische Energie sich in gewissem Sinne ebenso gegenüberstehen wie kinetische und potentielle Energie, und es frug sich zunächst nur, ob man die elektrische oder die magnetische Energie als kinetisch aufzufassen habe. Ersteres würde für die Optik zur Fresnelschen, letzteres zur Neumannschen Theorie führen. Aber die Hoffnung, daß nunmehr die Hereinziehung der Eigentümlichkeiten statischer und stationärer Felder die nötigen Anhaltspunkte zu der auf optischem Gebiet unmöglichen Entscheidung liefern würde, verwirklichte sich nicht. Im Gegenteil, sie vermehrte nur die Schwierigkeiten in gesteigertem Maße. Alle nur denkbaren Vorschläge und Kombinationen wurden erschöpft, um die Konstitution des Lichtäthers zu ergründen; am tätigsten in dieser Richtung ist unter den großen Physikern wohl Lord Kelvin bis an sein Lebensende gewesen. Es erwies sich als nicht möglich, die elektrodynamischen Vorgänge im freien Äther aus einer einheitlichen mechanischen Hypothese abzuleiten, während doch dieselben Vorgänge in wunderbarer Einfachheit und mit einer bis jetzt in allen Einzelheiten bestätigten Genauigkeit durch die Maxwell-Hertzschen Differentialgleichungen dargestellt werden. Die Gesetze selber waren also bis ins einzelne und einzelste bekannt, nur die mechanische Erklärung dieser einfachen Gesetze versagte, und zwar vollständig und endgültig. Wenigstens glaube ich in Physikerkreisen keinem ernsthaften Widerspruch zu begegnen, wenn ich zusammenfassend sage, daß die Voraussetzung der genauen Gültigkeit der einfachen Maxwell-

Hertzschen Differentialgleichungen für die elektrodynamischen Vorgänge im reinen Äther die Möglichkeit ihrer mechanischen Erklärung ausschließt. Daß Maxwell mit Hilfe mechanischer Vorstellungen ursprünglich auf seine Gleichungen gekommen ist, ändert natürlich nichts an dieser Tatsache. Es wäre nicht das erste Mal, daß ein genau richtiges Resultat durch eine nicht ganz zureichende Ideenverbindung aufgefunden wurde. Wer heutzutage an der mechanischen Auffassung der elektrodynamischen Vorgänge im freien Äther festhalten will, der ist genötigt, die Maxwell-Hertzschen Gleichungen als nicht ganz exakt anzusehen und sie durch Hinzufügung gewisser Glieder von kleinerer Größenordnung zu präzisieren. Gegen die Berechtigung dieses Standpunktes läßt sich gewiß von vornherein nichts einwenden, und es bietet sich hier noch ein reiches Feld für Spekulationen allerart, aber andererseits muß doch beachtet werden, daß seine Begründung lediglich auf dem Wege des Experimentes erfolgen kann, und daß man bei jedem derartigen Versuch nachgerade stark mit der Möglichkeit rechnen muß, zu den mannigfachen bisher vergeblich ersonnenen Experimenten noch ein neues zu fügen. Von derartigen Experimenten habe ich schon gesprochen; eins habe ich aber noch nicht erwähnt, und das ist das wichtigste von allen, denn seine Bedeutung ist ganz unabhängig von allen näheren Annahmen über die Natur des Lichtäthers.

Mag man nämlich über die Konstitution des Lichtäthers denken wie man will, mag man ihn als kontinuierlich oder als diskontinuierlich, aus „Ätheratomen" oder aus „Neutronen" bestehend ansehen, stets erhebt sich die Frage, ob bei der Bewegung eines durchsichtigen Körpers der darin befindliche Lichtäther von dem bewegten Körper mitgenommen wird, oder ob der Lichtäther, während der Körper sich bewegt, ganz oder teilweise in Ruhe bleibt. Auf diese Frage läßt sich mit Sicherheit eine Antwort dahin geben, daß der Lichtäther jedenfalls nicht immer vollständig, häufig so gut wie gar nicht von dem Körper mitgenommen wird. Denn in einem bewegten Gase, z. B. in bewegter Luft, pflanzt sich das Licht merklich unabhängig von der Geschwindigkeit des Gases fort, oder, wenn ich mich etwas drastisch ausdrücken darf, das Licht geht gegen den Wind gerade ebenso schnell wie mit dem Winde. Das hat schon in der Mitte des vorigen Jahrhunderts Fizeau durch feine Interferenzversuche bewiesen. Wir müssen uns also vorstellen, daß der Äther, in welchem sich die Lichtwellen fortpflanzen, durch bewegte Luft nicht merklich beeinflußt wird, sondern in Ruhe bleibt, wenn sie durch ihn hindurchstreicht. Wenn aber dem so ist, so muß man naturgemäß weiter fragen: Wie groß ist denn nun die Geschwindigkeit, mit welcher die atmosphärische Luft durch den Äther hindurchgeht?

Diese Frage ist es nun, die bisher in keinem einzigen Falle, durch keine Messung hat beantwortet werden können. Die atmosphärische Luft, welche die Erde umgibt, macht im großen ganzen die Bewegung der Erde mit, das bedeutet relativ zur Sonne eine Geschwindigkeit von etwa 30 Kilometern pro Sekunde, deren Richtung mit der Jahreszeit stetig wechselt. Wenn diese Geschwindigkeit auch nur der zehntausendste Teil der Lichtgeschwindigkeit ist, so lassen sich doch optische Experimente ersinnen, welche nach allem, was wir sonst aus der Optik wissen, eine Geschwindigkeit von dieser Größenordnung zu messen gestatten würden. Die Untersuchungen über eine Messung der Erdbewegung relativ zum Lichtäther füllen viele Seiten der Annalen der Physik. Aber aller Scharfsinn, alle experimentellen Künste scheiterten an der Hartnäckigkeit der Tatsachen. Die Natur blieb stumm und verweigerte die Antwort. Es ließ sich nirgends eine Spur des Einflusses der Erdbewegung auf die optischen Vorgänge innerhalb unserer Atmosphäre auffinden. Am auffälligsten ist in dieser Beziehung das Ergebnis eines Versuches von A. Michelson, bei welchem die Lichtfortpflanzung in der Richtung der Erdbewegung verglichen wird mit der Lichtfortpflanzung quer zur Richtung der Erdbewegung. Bei diesem Versuch liegen die Verhältnisse prinzipiell so außerordentlich einfach und die Methode der Messung ist so außerordentlich empfindlich, daß ein Einfluß der Erdbewegung mit aller Deutlichkeit zum Vorschein kommen müßte. Aber der gesuchte Effekt ist nicht vorhanden.

Angesichts dieser für die theoretische Physik so überaus schwierigen und rätselhaften Sachlage ist der Gedanke doch gewiß nicht unberechtigt, ob man nicht besser täte, das Problem des Lichtäthers einmal von einer ganz anderen Seite anzugreifen. Wenn nun das Scheitern aller auf die mechanischen Eigenschaften des Lichtäthers bezüglichen Versuche einen prinzipiellen Grund hätte? Wenn alle die besprochenen Fragen nach der Konstitution, nach der Dichtigkeit, nach den elastischen Eigenschaften des Äthers, nach den longitudinalen Ätherwellen, nach dem Zusammenhang der Äthergeschwindigkeit mit der Polarisationsebene, nach der Geschwindigkeit der Erdatmosphäre relativ zum Äther, gar keinen physikalischen Sinn besässen? Dann wäre das Bemühen, diese Fragen zu lösen, auf dieselbe Stufe zu stellen

wie etwa die Bemühungen, ein Perpetuum mobile zu konstruieren. Und damit gelangen wir zu dem entscheidenden Wendepunkt.

In seinem von mir eingangs erwähnten Königsberger Vortrag hat Helmholtz mit besonderem Nachdruck betont, daß der erste Schritt zur Entdeckung des Energieprinzips geschehen war, als zuerst die Frage auftauchte: Welche Beziehungen müssen zwischen den Naturkräften bestehen, wenn es unmöglich sein soll, ein Perpetuum mobile zu bauen? Ebenso kann man gewiß mit Recht behaupten, daß der erste Schritt zur Entdeckung des Prinzips der Relativität zusammenfällt mit der Frage: Welche Beziehungen müssen zwischen den Naturkräften bestehen, wenn es unmöglich sein soll, an dem Lichtäther irgendwelche stoffliche Eigenschaften nachzuweisen? Wenn also die Lichtwellen sich, ohne überhaupt an einem materiellen Träger zu haften, durch den Raum fortpflanzen? Dann würde natürlich die Geschwindigkeit eines bewegten Körpers in bezug auf den Lichtäther gar nicht definierbar, geschweige denn meßbar sein.

Ich brauche nicht hervorzuheben, daß mit dieser Auffassung die mechanische Naturanschauung schlechterdings unvereinbar ist. Wer daher die mechanische Naturanschauung als ein Postulat der physikalischen Denkweise ansieht, wird sich mit der Relativitätstheorie nie befreunden können. Wer aber freier urteilt, wird zunächst fragen, wohin jenes Prinzip uns führt. Da versteht sich nun zunächst, daß die vorstehend gegebene rein negative Formulierung des neuen Prinzips erst dann einen fruchtbaren Inhalt gewinnt, wenn sie kombiniert wird mit einer der Erfahrung entnommenen positiven Grundlage, und als solche eignen sich am besten die schon besprochenen Maxwell-Hertzschen Gleichungen der elektrodynamischen Vorgänge im freien Äther, oder, wie wir jetzt besser sagen, im reinen Vakuum. Denn unter allen Medien ist das Vakuum das denkbar einfachste, und dementsprechend sind in der ganzen Physik, von den allgemeinen Prinzipien abgesehen, keine Beziehungen bekannt, die so feine Vorgänge betreffen und dabei so exakt zu gelten scheinen wie diese Gleichungen.

Eine neue Wahrheit hat aber immer zunächst mit gewissen Schwierigkeiten zu kämpfen; denn sonst wäre sie schon viel früher gefunden worden. Bei der Relativitätstheorie liegt die Hauptschwierigkeit in einer sehr tiefgreifenden, man kann geradezu sagen, revolutionären Konsequenz, zu der sie hinsichtlich der Auffassung des Begriffes der Zeit nötigt. Es sei mir gestattet, diesen Kardinalpunkt an einem konkreten Beispiel näher zu erläutern.

Nach dem Prinzip der Relativität ist es durchaus unmöglich, an unserem Sonnensystem eine gemeinsame konstante Geschwindigkeit aller Bestandteile desselben durch Messungen innerhalb des Systems nachzuweisen. Eine solche Geschwindigkeit, und wäre sie auch noch so groß, dürfte also in keinerlei Weise durch Wirkungen innerhalb des Systems zur Geltung kommen. Dem Astronomen ist dieser Satz ohne weiteres geläufig, er soll aber auch für den Physiker gelten. Nun weiß jeder Gebildete, daß, wenn er an einem Himmelskörper, z. B. an der Sonne, irgendeinen besonderen Vorgang beobachtet, das Ereignis auf der Sonne nicht in demselben Augenblick stattfindet, in welchem es auf der Erde wahrgenommen wird, sondern daß zwischen dem Ereignis und der Beobachtung desselben eine gewisse Zeit verstreicht: die Zeit, welche das Licht gebraucht, um von der Sonne auf die Erde zu gelangen. Nimmt man an, daß Sonne und Erde beide ruhen — von der Bewegung der Erde um die Sonne können wir hier ganz absehen —, so beträgt diese Zeit etwa acht Minuten. Wenn aber Sonne und Erde sich mit gemeinschaftlicher Geschwindigkeit bewegen, etwa in der Richtung von der Erde zur Sonne, so daß die Erde sich gegen die Sonne hin, die Sonne sich aber mit der nämlichen Geschwindigkeit von der Erde fortbewegt, dann ist diese Zeit kürzer. Denn die Lichtwelle, welche als Bote die Kunde des Ereignisses von der Sonne zur Erde bringt, durchläuft, nachdem sie die Sonne verlassen, unabhängig von der Bewegung der Sonne mit Lichtgeschwindigkeit den kosmischen Raum, und die Erde kommt dem Boten entgegen, sie trifft ihn also früher, als wenn sie seine Ankunft in Ruhe abwartet. Umgekehrt: wenn die Erde sich von der Sonne fortbewegt, die Sonne ihr in konstantem Abstand nachfolgt, wird die Zeit zwischen Ereignis und Beobachtung länger.

Fragt man also: Welche Zeit verstreicht denn nun „in Wirklichkeit" zwischen dem Ereignis auf der Sonne und der Beobachtung auf der Erde? so ist diese Frage ganz gleichbedeutend mit der: Welches ist denn die „wirkliche" Geschwindigkeit von Sonne und Erde? Und da der letzteren Frage nach dem Relativitätsprinzip in keinerlei Weise ein physikalischer Sinn zugeschrieben werden kann, so ist dies folgerichtig auch bei der ersteren Frage der Fall, oder mit anderen Worten: Eine Zeitangabe hat in der Physik erst dann einen bestimmten Sinn, wenn der Geschwindigkeitszustand des Beobachters, für den sie gelten soll, in Rücksicht gezogen wird.

Diese Folgerung, nach welcher einer Zeitgröße ebenso wie einer Geschwindigkeit nur

eine relative Bedeutung zukommt, nach welcher bei zwei voneinander unabhängigen Ereignissen an verschiedenen Orten die Begriffe „früher", „später" sich für zwei verschiedene Beobachter geradezu umkehren können, klingt für das gewöhnliche Anschauungsvermögen im ersten Augenblick ganz ungeheuerlich, ja geradezu unannehmbar — aber vielleicht doch nicht unannehmbarer, als vor fünfhundert Jahren die Behauptung geklungen haben mag, daß die Richtung, welche wir die vertikale nennen, keine absolut konstante ist, sondern binnen 24 Stunden im Raume einen Kegel beschreibt. Die Forderung der Anschaulichkeit kann, so berechtigt sie in vielen Fällen ist, unter Umständen, besonders gegenüber dem Eindringen neuer großer Ideen in die Wissenschaft, zum schädlichen Hemmnis werden. Gewiß sind viele fruchtbare physikalische Ideen auf dem Boden der unmittelbaren Anschauung erwachsen, es hat aber auch immer solche gegeben und darunter nicht die schlechtesten, welche sich ihren Platz gerade im Kampf mit überlieferten Anschauungen erringen mußten.

Ein jeder von uns erinnert sich wohl noch der Schwierigkeit, die es seinem kindlichen Anschauungsvermögen bereitete, als er sich zum ersten Male vorzustellen bemühte, daß es Menschen auf der Erdkugel gibt, die die Füße gegen uns kehren, und daß diese Menschen ebenso sicher wie wir auf dem Boden herumgehen, ohne von der Kugel herabzufallen oder wenigstens einige unbehagliche Kongestionen nach dem Kopfe zu erleiden. Wer aber heute die mangelnde Anschaulichkeit als sachlichen Einwand gegen den relativen Charakter aller räumlichen Richtungen geltend machen wollte, der würde einfach ausgelacht werden. Ich bin nicht sicher, ob nicht in abermals fünfhundert Jahren das nämliche jemand passieren würde, der den relativen Charakter der Zeit bezweifeln wollte.

Der Maßstab für die Bewertung einer neuen physikalischen Hypothese liegt nicht in ihrer Anschaulichkeit, sondern in ihrer Leistungsfähigkeit. Hat die Hypothese sich einmal als fruchtbar bewährt, so gewöhnt man sich an sie, und dann stellt sich nach und nach eine gewisse Anschaulichkeit ganz von selber ein. Als die Erforschung der elektromagnetischen Wirkungen noch eine unvollkommene war, glaubte man vielfach zur Veranschaulichung des galvanischen Stromes, der elektromotorischen Kräfte, der magnetischen Kraftlinien, die Vorstellung des strömenden Wassers, der hydraulischen Pumpen, der gespannten Gummifäden nicht entbehren zu können. Heute verschmähen wohl die Elektrotechniker meistenteils diese unvollkommenen Analogien und arbeiten lieber direkt mit den ihnen durch Gewohnheit vertraut gewordenen elektromagnetischen Vorstellungen. Ja es ist mir sogar gelegentlich aufgefallen, daß man umgekehrt kompliziertere Flüssigkeitsströmungen, wie die Helmholtzschen Wirbelbewegungen, durch elektromagnetische Analogien anschaulich zu machen gesucht hat.

Wie steht es nun in dieser Hinsicht mit der Theorie der Relativität? Allerdings stellt sie an das physikalische Abstraktionsvermögen äußerst weitgehende Anforderungen, dafür sind aber ihre Methoden bequem und universell und liefern vor allem eindeutige, verhältnismäßig leicht formulierbare Resultate. Unter den Pionieren auf dem neuen Terrain ist zuerst Hendrik Antoon Lorentz zu nennen, welcher den Begriff der relativen Zeit gefunden und in die Elektrodynamik eingeführt hat, ohne allerdings so radikale Folgerungen daran zu knüpfen, dann Albert Einstein, welcher zuerst die Kühnheit besaß, die Relativität aller Zeitangaben als universelles Postulat zu proklamieren, und Hermann Minkowski, dem es gelang, die Relativitätstheorie in ein abgerundetes mathematisches System zu bringen.

Es ist natürlich kein Zufall, daß diese abstrakten Probleme vorwiegend bei den Mathematikern Interesse und Förderung gefunden haben, besonders nachdem sich zeigte, daß die hier maßgebenden mathematischen Methoden zum größten Teil ganz dieselben sind wie die, welche in der vierdimensionalen Geometrie ausgebildet wurden. Aber auch die echten vorurteilslosen Experimentalphysiker stehen der Relativitätstheorie keineswegs von vornherein feindlich gegenüber, sie lassen einstweilen die Sache sich ruhig entwickeln und machen ihre Stellung einfach davon abhängig, welche Resultate die experimentelle Prüfung ergeben wird. In dieser Beziehung ist nun zunächst hervorzuheben, daß die Anzahl der aus der Relativitätstheorie fließenden physikalischen Folgerungen zwar eine sehr reichhaltige ist, daß aber ihre Prüfung an die Genauigkeit der Messungen Anforderungen stellt, welche die Beobachtungsinstrumente bis zur äußersten Grenze ihrer Leistungsfähigkeit in Anspruch nehmen. Das rührt in erster Linie daher, daß die Geschwindigkeiten der Körper, über die wir bei Messungen verfügen, gegen die Lichtgeschwindigkeit in der Regel äußerst klein sind. Die schnellsten Bewegungen treffen wir an bei den Elektronen, daher ist auch auf dem Gebiet der Dynamik der Elektronen das erste sichere positive Ergebnis zu erwarten. Indessen: die Leistungsfähigkeit der Instrumente wird mit der Zeit vergrößert, die Genauigkeit der Messungen erhöht, die Prüfung der Theorie verfeinert werden. Es liegt auch hier ganz ebenso wie beim oben an-

geführten Gleichnis mit der Figur unseres Planeten. Wäre der Radius der Erde nicht gar so groß gegen die uns bei Versuchen zur Verfügung stehenden Längen, so wäre die Kugelgestalt der Erde und die Relativität aller räumlichen Richtungen jedenfalls schon viel früher erkannt worden.

Aber die Bedeutung dieser von mir schon wiederholt herangezogenen Analogie zwischen Raum und Zeit geht noch viel weiter. Sie ist mehr als eine Analogie, sie ist Identität, wenigstens im mathematischen Sinne. Es ist Minkowskis Hauptverdienst, gezeigt zu haben, daß, wenn man die Zeitgrößen in einer passenden, allerdings imaginären, Einheit mißt, die drei Dimensionen des Raumes und die eine Dimension der Zeit absolut symmetrisch in die physikalischen Grundgesetze eingehen. Der Übergang von einer räumlichen Richtung in eine andere ist danach mathematisch und physikalisch vollkommen äquivalent dem Übergang von einer Geschwindigkeit auf eine andere, und die Lehre von der relativen Bedeutung jedes Geschwindigkeitszustandes ist nur eine Ergänzung zu der Lehre von der Relativität jeder räumlichen Richtung. Wie die letztere Lehre sich erst nach langem Ringen zu allgemeiner Anerkennung durchkämpfen konnte, so wird es auch bei der ersteren in jedem Falle noch harte Kämpfe kosten — Kämpfe, die heutzutage wenigstens nicht mehr, wie damals, mit Gefahr für Leib und Leben der Modernisten verbunden sind. Das beste Mittel aber, ja das einzige, um eine Entscheidung herbeizuführen, liegt in der näheren Verfolgung der Konsequenzen, zu denen die neuen Ideen führen, und in diesem Sinne möchten auch meine folgenden Ausführungen aufgefaßt werden.

Nach dem Prinzip der Relativität besitzt die unseren Beobachtungen zugängliche physikalische Welt vier vollkommen gleichberechtigte und vertauschbare Dimensionen. Drei von ihnen nennen wir den Raum, die vierte die Zeit, und aus jedem physikalischen Gesetz lassen sich durch Vertauschung der darin vorkommenden Weltkoordinaten drei andere Gesetze ableiten.

Das oberste physikalische Gesetz, die Krone dieses ganzen Systems, bildet, wenigstens nach meiner Auffassung, das Prinzip der kleinsten Wirkung, welches die vier Weltkoordinaten in vollkommen symmetrischer Anordnung enthält[1]). Von diesem Zentralprinzip strahlen symmetrisch nach vier Richtungen vier ganz gleichwertige Prinzipien aus, entsprechend den vier Weltdimensionen; den räumlichen Dimensionen entspricht das (dreifache) Prinzip der Bewegungsgröße, der zeitlichen Dimension entspricht das Prinzip der Energie. Niemals war es früher möglich, die tiefere Bedeutung und den gemeinsamen Ursprung dieser Prinzipien soweit zurück bis zur Wurzel zu verfolgen.

Auch das Verhältnis der mechanischen zur energetischen Naturanschauung rückt durch diese Auffassung in eine neue Beleuchtung. Denn wie die energetische Naturanschauung auf dem Energieprinzip, so fußt die mechanische Naturanschauung auf dem Prinzip der Bewegungsgröße. Sind doch die drei bekannten Newtonschen Bewegungsgleichungen nichts anderes als der Ausdruck des Prinzips der Bewegungsgröße, angewendet auf einen materiellen Punkt; denn nach ihnen ist die Änderung der Bewegungsgröße gleich dem Impuls der Kraft, während nach dem Energieprinzip die Änderung der Energie gleich ist der Arbeit der Kraft. Jede der beiden Naturanschauungen, die mechanische wie die energetische, leidet somit an einer gewissen Einseitigkeit, wenn auch die erstere der zweiten insofern wesentlich überlegen ist, als sie, entsprechend dem vektoriellen Charakter der Bewegungsgröße, drei Gleichungen liefert, die energetische dagegen nur eine einzige Gleichung. Natürlich gilt das Gesagte nicht nur für die Bewegung eines einzigen materiellen Punktes, sondern überhaupt für jeden reversiblen Vorgang aus dem Gebiete der Mechanik, der Elektrodynamik und der Thermodynamik.

Aus der Bewegungsgröße oder aus der Energie eines bewegten Körpers läßt sich nun auch seine träge Masse ableiten, welche natürlich bei dieser Art der Betrachtung ihren elementaren Charakter einbüßt und zu einem sekundären Begriff herabsinkt. In der Tat ergibt sich auf diese Weise die träge Masse eines Körpers nicht als eine Konstante, sondern als abhängig von der Geschwindigkeit, und zwar in der Art, daß, wenn die Geschwindigkeit des Körpers bis zur Lichtgeschwindigkeit gesteigert wird, die träge Masse über alle Grenzen hinauswächst. Daher ist es nach der Relativitätstheorie überhaupt unmöglich, einen Körper auf eine Geschwindigkeit zu bringen, die ebenso groß oder gar noch größer ist als die Lichtgeschwindigkeit. Daß übrigens die träge Masse eines Körpers keine Konstante ist, sondern streng genommen sogar von der Temperatur abhängt, folgt, ganz abgesehen von der Relativitätstheorie, schon einfach aus dem Umstand, daß jeder Körper einen gewissen, von der Temperatur abhängigen Betrag von strahlender

1) Da das Prinzip der kleinsten Wirkung gewöhnlich durch ein Zeitintegral ausgedrückt wird, so scheint darin eine Bevorzugung der Zeit zu liegen. Diese Einseitigkeit ist indessen nur eine scheinbare und durch die Art der Bezeichnungsweise bedingt. Denn das „Wirkungsquantum" (die Größe, deren Variation verschwindet) irgendeines physikalischen Vorgangs ist gegenüber allen Lorentz-Transformationen invariant.

Wärme im Innern birgt, deren Trägheit zuerst Fritz Hasenöhrl erkannt hat.

Wenn aber, so muß man fragen, der bisher allgemein als grundlegend angenommene Begriff des Massenpunktes die Eigenschaft der Konstanz und Unveränderlichkeit verliert, welches ist denn nun das eigentlich Substantielle, welches sind die unveränderlichen Bausteine, aus denen das physikalische Weltgebäude zusammengefügt ist? — Hierauf läßt sich folgendes sagen: Die unveränderlichen Elemente des auf dem Relativitätsprinzip basierten Systems der Physik sind die sogenannten universellen Konstanten: vor allem die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, die elektrische Ladung und die Ruhmasse eines Elektrons, das aus der Wärmestrahlung gewonnene „elementare Wirkungsquantum", welches wahrscheinlich auch bei chemischen Erscheinungen eine fundamentale Rolle spielt, die Gravitationskonstante, und wohl noch manche andere. Diese Größen besitzen insofern reale Bedeutung, als ihre Werte unabhängig sind von der Beschaffenheit, dem Standpunkt und dem Geschwindigkeitszustand eines Beobachters. Im übrigen müssen wir bedenken, daß es hier jedenfalls noch vieles im einzelnen aufzuklären gibt. Wären wir imstande, alle derartigen Fragen befriedigend zu beantworten, so wäre die Physik keine induktive Wissenschaft mehr, und das wird sie sicherlich stets bleiben.

Wie schon diese wenigen Bemerkungen erkennen lassen werden, erweist sich das Prinzip der Relativität keineswegs lediglich zerstörend und zersetzend — es wirft ja nur eine Form beiseite, welche durch die unaufhaltsame Erweiterung der Wissenschaft ohnedies schon gesprengt war —, sondern in weit höherem Grade ordnend und aufbauend. Es errichtet an Stelle des alten zu eng gewordenen Gebäudes ein neues, umfassenderes und dauerhafteres, welches alle Schätze des alten, selbstverständlich auch die gesamte oben von mir geschilderte Atomistik, in veränderter, übersichtlicherer Gruppierung in sich aufnimmt und noch für neu zu erwartende den vorher bestimmten Platz gewährt. Es entfernt aus dem physikalischen Weltbild die unwesentlichen, nur durch die Zufälligkeit unserer menschlichen Anschauungen und Gewohnheiten hineingebrachten Bestandteile und reinigt dadurch die Physik von den anthropomorphen, der Eigenart der Physiker entstammenden Beimengungen, deren vollständige Ausscheidung ich an anderer Stelle als das eigentliche Ziel jeglicher physikalischer Erkenntnis hinzustellen versucht habe. Es eröffnet dem vorwärts tastenden Forscher eine Perspektive von schier unermeßlicher Weite und Erhabenheit, und leitet ihn auf Zusammenhänge, die man in früheren Perioden nicht einmal zu ahnen vermochte, und die auch der formvollendeten Mechanik von Heinrich Hertz noch fremd bleiben mußten. Wer einmal den Schritt gewagt hat, sich in die Gedankenfolgen dieser neuen Anschauungen zu vertiefen, der kann sich dem Zauber, der von ihnen ausgeht, auf die Dauer nicht mehr entziehen, und es ist wohl begreiflich, daß eine künstlerisch veranlagte Natur, wie diejenige des der Wissenschaft zu früh entrissenen Hermann Minkowski, durch sie zu heller Begeisterung entflammt werden konnte.

Aber physikalische Fragen werden nicht nach ästhetischen Gesichtspunkten entschieden, sondern durch Experimente, und dies bedeutet in allen Fällen nüchterne, mühsame, geduldige Detailarbeit. Und gerade darin zeigt sich ja die hohe physikalische Bedeutung des Relativitätsprinzips, daß es auf eine Reihe physikalischer Fragen, die früher völlig im Dunkel lagen, eine ganz präzise, durch Versuche kontrollierbare Antwort gibt. Man muß das Prinzip daher mindestens als eine Arbeitshypothese von eminenter Fruchtbarkeit anerkennen, gerade im Gegensatz zu den mechanischen Hypothesen des Lichtäthers. Gegenwärtig ist der Kampf am heißesten entbrannt auf dem Gebiet der Dynamik der Elektronen, welche durch die Entdeckung der elektrischen und der magnetischen Ablenkung frei fliegender Elektronen auch feineren Beobachtungen zugänglich gemacht ist. In verschiedenen Laboratorien sind jetzt, unabhängig voneinander, erfahrene Köpfe und geschickte Hände am Werk, und man darf auf den Ausgang dieses Kampfes um so mehr gespannt sein, als es anfänglich den Anschein hatte, daß die Messungen den Forderungen des Relativitätsprinzips widersprechen, während gegenwärtig sich das Zünglein der Wage wieder mehr zugunsten des Prinzips zu neigen scheint.

Wie die Augen zahlreicher Physiker und Physikfreunde auf diese fundamentalen Versuche gerichtet sind, so hat auch unsere Gesellschaft ihr Interesse an ihnen dadurch bekundet, daß sie einen Teil der Erträgnisse der Trenkle-Stiftung zugunsten einer derartigen Experimentaluntersuchung verwendet hat. Hoffen wir, daß auch aus ihr ein wertvoller Beitrag zur Lösung dieses Problems hervorgehen wird. —

Wie nun auch die Entscheidung fallen möge: ob sich das Prinzip der Relativität bewährt oder ob es aufgegeben werden muß, ob wir wirklich an der Schwelle einer ganz neuen Naturanschauung stehen, oder ob auch dieser Vorstoß nicht aus dem Dunkel herauszuführen vermag — Klarheit muß unter allen Umständen geschaffen werden, dafür ist kein Preis zu hoch. Denn auch eine Enttäuschung, wenn sie nur gründ-

lich und endgültig ist, bedeutet einen Schritt vorwärts, und die mit der Resignation verbundenen Opfer würden reichlich aufgewogen werden durch den Gewinn an Schätzen neuer Erkenntnis. Ich glaube, diese Worte so recht im Sinne unserer Gesellschaft aussprechen zu dürfen, der man es zum besonderen Ruhme anrechnen muß, daß sie sich niemals an eine von vornherein festgelegte wissenschaftliche Marschroute gebunden, sondern etwaige dahingehende Versuche stets mit Entschiedenheit zurückgewiesen hat. Wir dürfen nicht zweifeln, daß dies auch in Zukunft so bleiben wird, und daß unsere Losung, wie in der Physik, so auch in jeder Naturwissenschaft unablässig vorwärtsführen wird, unbekümmert um die Art der Resultate, einzig dem Lichte der Wahrheit entgegen.

Aus der gemeinsamen Sitzung der Sektionen für Mathematik, Physik und mathematischen naturwissenschaftlichen Unterricht. (Historische Vorträge über Bessel und Neumann):

Paul Volkmann (Königsberg), Franz Neumann als Experimentator.

Die mir gestellte Aufgabe, über F. Neumann als Experimentator zu sprechen, bedingt es, die Behandlung von anderen Aufgaben zu trennen, die sich an Neumann als theoretischen Physiker, als Mineralogen, als Mathematiker knüpfen lassen, und sie als solche isoliert hinzustellen. Nicht getrennt und losgelöst darf die Aufgabe werden aus der Zeit und aus den Umständen, unter denen sich Neumanns Beobachtungskunst entwickelt und vollzogen hat.

Ein Zeitgenosse Neumanns war Faraday. Aber erst in der letzten Hälfte oder gar in dem letzten Drittel von Neumanns Leben entfaltete sich in Deutschland die induktive Experimentierkunst eines Plücker, eines Kundt, eines Hertz, welche sich bis zu einem gewissen Grade vielleicht der Experimentierkunst eines Faraday zur Seite stellen läßt. Wir werden uns diese induktiv orientierte Richtung der Experimentierkunst zu vergegenwärtigen haben, um ihr die andere gegenüberstellen zu können, die uns hier beschäftigt und die unter dem Einfluß Neumanns eine spezifische Prägung fand. Wir können sie als deduktiv orientiert jener ersten Richtung gegenüberstellen.

Freilich wird alles, was in der Naturwissenschaft mit Experiment zusammenhängt, immer einen der Natur der Sache entsprechenden induktiven Charakter tragen. Die Bezeichnung deduktiv soll an dieser Stelle nur andeuten, daß das Experiment seine Anregung in stärkerem Grade einer deduktiven Betrachtung entnimmt, sich in stärkerem Grade von mathematischen Theorien und Schlüssen abhängig machen will und auch tatsächlich abhängig macht.

Zur Würdigung Neumanns als Experimentator werden wir uns auch die äußeren Bedingungen und Verhältnisse zu vergegenwärtigen haben, unter denen Neumann an experimentelle Aufgaben herantrat. Neumann hatte sich in Berlin, abgesehen von seinen geometrischen Studien, lediglich kristallometrisch betätigt, als akademischer Lehrer hatte der Mineraloge Weiß, als wissenschaftlicher Berater Oberbergrat v. Dechen — letzterer besonders durch seinen Hinweis auf die Werke Fouriers[1]) — Einfluß auf ihn ausgeübt. Die an der Universität durch Tralles vertretene Physik entbehrte der Möglichkeit einer Einwirkung überhaupt.

Zu der Situation, die Neumann 1826 28jährig in Berlin verließ, kam nun die Situation, die Neumann in Königsberg vorfand: sie war im wesentlichen durch die Persönlichkeit und Wirksamkeit Fr. W. Bessels gegeben. Bessel hatte eben seine „Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels" abgeschlossen. Wir werden den Einfluß Bessels auf Neumann nicht unterschätzen dürfen, ist uns doch die Fürsorge des 44jährigen Bessel für den 30jährigen Neumann aus dem Konzept eines Briefes von Bessel an den Unterrichtsminister von Altenstein aus dem Jahre 1828 bekannt[2]).

Ich werde auch mit der Vermutung nicht fehlgehen, daß Bessel es gewesen ist, der die Aufmerksamkeit des jungen Neumann frühzeitig auf die Arbeiten Fraunhofers und damit auf die Optik überhaupt lenkte — schmückte die Königsberger Sternwarte damals doch als ein Unikum das von Fraunhofer konstruierte Heliometer. Noch in der Vorlesung, die ich im Wintersemester 1875/76 hörte, rühmte Neumann: Fraunhofer hätte mit Hilfe seiner Beugungsgitter die Wellenlänge des Lichtes mit „astronomischer Genauigkeit" bestimmen gelehrt[3]). In der Tat hat Neumanns Beobachtungskunst in der Astronomie ein gewisses Vorbild gesehen; auf die Physik übertragen erblickt diese Beobachtungskunst Experiment und Theorie

---

1) Ich erinnere an dieser Stelle an die in meiner Schrift „Franz Neumann, Ein Beitrag zur Geschichte deutscher Wissenschaft, Lpz. 1896" Seite 7 abgedruckte Mitteilung C. Neumanns: „Neumann verehrte in wissenschaftlicher Beziehung ganz besonders die Franzosen und bezeichnete geradezu einige derselben — insbesondere z. B. Fourier — als seine Lehrer. Er stellte Fourier fast neben Newton, und erzählte häufig, wie er durch das Studium von Fouriers Wärmetheorie erst in die Mathematik eingeführt worden sei."

2) Mitgeteilt in meiner Erinnerungsschrift S. 7 u. 8.

3) Siehe auch F. Neumann, Vorlesungen über theoretische Optik, herausgegeben von E. Dorn, Lpz. 1885, S. 57.

in einer Art künstlerischer Verknüpfung, die zugleich in der Erzielung der in jedem Falle erreichbaren Genauigkeit ihre besondere Aufgabe erblickt.

Von den kristallometrischen Arbeiten abgesehen, werden wir Neumanns experimentelle Betätigung einfach nach den Hauptgebieten der Wärme, der Elastizität und des Lichtes, der Elektrizität und des Magnetismus durchzugehen haben, um daran Arbeiten anzuschließen, die sich auf die Konstruktion physikalischer Instrumente beziehen und auf kunstgemäße Methoden, die Fehler fundamentaler Meßinstrumente zu bestimmen.

Wir beginnen mit Neumanns experimentellen Arbeiten innerhalb des Gebietes der Wärme. Sie nehmen 1831 von der Untersuchung über die spezifische Wärme der Mineralien und des Wassers ihren Ausgangspunkt. Neumann kommt zu einer Erweiterung des für chemische Elemente von Dulong und Petit herrührenden Gesetzes auf Reihen zusammengesetzter Verbindungen. An der Hand dieser Untersuchungen hat Neumann die Konstruktion des nach ihm benannten Hahnes entwickelt, des wohl bekanntesten Instrumentes seiner Experimentierkunst[1]).

Durch den Neumannschen Hahn ist für die Mischungsmethode die eine Bedingung realisiert, welche fordert, daß das Material, dessen spezifische Wärme bestimmt werden soll, in einem genau präzisierten Temperaturzustande in das Kalorimeter gelangt. Der weitere Vorgang ist der, daß sich die definitive Mischungstemperatur im Kalorimeter mehr oder weniger schnell herstellt, je nach der Wärmeleitungsfähigkeit des Materials und der Größe der verwandten Stücke.

So finden wir denn Neumann gleich bei Beginn seiner experimentellen Tätigkeit auf die Ausarbeitung von Methoden bedacht, die Wärmeleitungsfähigkeit homogener Körper zu bestimmen, eine Aufgabe, die ihn auch am Ende seiner so verschiedenen und mannigfachen Betätigung beschäftigt. Ich kann über diese Methoden mit aus eigener Anschauung berichten, insofern ich sie im Laufe der letzten zehn Jahre im hiesigen Laboratorium genauer studieren ließ[1]).

Die älteren, erst aus dem Nachlaß[2]) Neumanns bekannt gewordenen Methoden (1831) knüpfen an die Kugelform. Eine Kugel einer isotropen Substanz z. B. von Zimmertemperatur wird etwa in siedendes Wasser gebracht. Es steigt dann die Temperatur im Zentrum der Kugel an. Noch bevor das Zentrum die Temperatur des heißen Bades erreicht hat, wird die Kugel wieder in Zimmertemperatur gebracht. Die Temperatur des Zentrums steigt dann zunächst noch weiter bis zu einem gewissen Maximum an und beginnt erst dann zu sinken. Der Messung zugänglich ist der zeitliche Verlauf der Erwärmung und der Abkühlung im Zentrum, vor allem Zeit und Höhe des Maximums im Zentrum.

Die Schranken dieser älteren Methoden liegen auf der Hand, sie sind bedingt durch die Unbestimmtheiten, unter denen sich der Wechsel der Oberflächentemperaturen beim Eintauchen in das Wärmebad und beim Herausnehmen aus dem Wärmebade vollzieht. Es läßt sich aber doch in günstigen Fällen die Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit bis auf 4% durchführen.

Ich komme zu den jüngeren Methoden: Ångström hatte 1861 eine Methode auf dem Studium eines periodisch veränderlichen Temperaturzustandes eines Stabes begründet und nun drängte unser ostpreußischer Landsmann Radau[3]) in Paris Neumann zur Publikation seiner Methoden, die 1862 wohl mit infolgedessen in den Annales de chimie et de physique erfolgte. Die Darstellung fiel jedoch bei der schon damals hervortretenden Abneigung Neumanns, zu publizieren, so kurz aus, daß die großen Vorzüge der Methode kaum zum Ausdruck kamen. So erscheint auch ihre spätere Darstellung in Kirchhoffs Vorlesungen wenig gelungen, befriedigender habe ich die Dar-

1) So bekannt der Neumannsche Hahn durch Lehrbücher geworden ist, so wenig verbreitet ist er. In den Katalogen unserer ersten Firmen findet er sich nicht aufgeführt. So ist denn wiederholt die Bitte an mich herangetreten, Nachbildungen des Originalapparates herstellen zu lassen. Eine solche Nachbildung findet sich in dem Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München, eine andere ist gegenwärtig für das mineralogisch-petrographische Institut und Museum der Universität Berlin hergestellt.

1) Königsberger Dissertationen von H. Hecht 1903, auch Annalen der Physik **14**, 1904; G. Glage 1905, auch Annalen der Physik **18**, 1905; F. Henning 1909; E. Ulkan 1910. — Das Mittel, welches den einschlägigen Methoden den erreichten Grad von Genauigkeit zu geben gestattete, war die Verwendung des Kompensations-Apparates und seiner Technik.

2) Diese älteren Methoden sind in dem zweiten Bande der gesammelten Werke Neumanns (S. 65) durch die Abhandlung bekannt geworden: „Wie man durch geeignete Beobachtungen den absoluten Wert der inneren Leitungsfähigkeit eines homogenen Körpers zu bestimmen vermag."

3) Man vergleiche den im zweiten Bande der gesammelten Werke, S. 139—142 mitgeteilten Brief Neumanns an Radau und die den Neumannschen Untersuchungen sich anschließenden Bemerkungen von Radau — ebenda S. 146—158.

stellung in den von Richarz herausgegebenen Vorlesungen von Helmholtz gefunden.

Der große Vorzug der Neumannschen Methoden besteht darin, von einer genauen Kenntnis eines Anfangszustandes der Temperaturverteilung unabhängig zu bleiben; man wird den Anfangszustand zweckmäßig wählen, aber man braucht ihn nicht zu kennen. Man verfolgt den zeitlichen Verlauf des Ausklingens der Temperaturdifferenz zweier zweckmäßig gewählter Stellen gegeneinander. Schon zwei aufeinanderfolgende Messungen würden die Mittel gewähren, die innere Leitungsfähigkeit zu bestimmen; man wird es dabei nicht bewenden lassen, um die Methode in sich zu prüfen und zu studieren.

Die Ausarbeitung der Methoden gestaltet sich verschieden, je nachdem gute oder schlechte Wärmeleiter in Frage kommen. Für gute Leiter legt Neumann die Stab- und Ringform, für schlechte Leiter die Würfel- und Kugelform zugrunde. Die Messungen spielen sich bei gutleitenden Metallen vielleicht in zehn Minuten ab, während sie sich bei schlechten Leitern durch einige Stunden hindurchziehen. Entsprechend stellte sich bei den in unserem Laboratorium durchgeführten Untersuchungen die Notwendigkeit heraus, bei schlechten Leitern die Aus- bezw. Einstrahlung der Wärme in evakuierten Räumen vorzunehmen. Nur auf diesem Wege gelang es, für die Strahlungsbedingungen an der Oberfläche während der für einige Stunden erforderlichen Zeit physikalisch konstante, d. h. gut definierte Oberflächenverhältnisse zu schaffen. Bei guten Leitern, bei denen sich der Temperaturausgleich in zehn Minuten abspielt, konnte von der Verwendung evakuierter Räume abgesehen werden[1]), sofern die Oberfläche vor starken partiellen Änderungen geschützt blieb, wie sie etwa durch Flammengase eingeleitet werden können. In den günstigsten Fällen ließ sich dann die Bestimmung der Leitungskonstante bei guten Leitern bis auf $^1/_2$ Proz., bei schlechten Leitern bis auf 3 Proz. durchführen.

An dieser Stelle werden wir auch der Bemühungen Neumanns um das Studium der Wärmebewegungen im Innern der Erde in der Nähe der Erdoberfläche und damit um die Anlage von Erdthermometerstationen zu gedenken haben[1]). Die Mitte der dreißiger Jahre des vorigen Jahrhunderts von Neumann in dem hiesigen botanischen Garten angelegte Erdthermometerstation, die während der Jahre 1836—39 bestanden und zu Beobachtungen gedient hat, dürfte die älteste rationell angelegte Station dieser Art sein; jedenfalls ist sie älter als die von Forbes in Edinburg 1837 begründete Station, deren Resultate später von W. Thomson bearbeitet sind. An gleicher Stelle wurde dann eine neuere Station auf Kosten der hiesigen physikalisch-ökonomischen Gesellschaft unter Mitwirkung von E. Dorn Anfang der siebziger Jahre angelegt, die von 1873 an nahezu 20 Jahre hindurch Beobachtungen gedient hat. Die Anlage dieser Stationen ist für unser Thema deshalb von Bedeutung, weil hier Neumanns Beobachtungskunst von ganz anderer Seite erscheint — handelt es sich hier doch im engeren Sinne des Wortes um Beobachtungen.

Ich wende mich nunmehr zur Betätigung Neumanns als Experimentator auf den Gebieten der Elastizität und des Lichtes. Diese Zusammenfassung findet schon darin ihre naturgemäße Rechtfertigung, daß für Neumann die Lichterscheinungen elastische Erscheinungen sind; so ist denn auch seine große optische Arbeit aus dem Jahre 1841: „Die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in komprimierten oder ungleichförmig erwärmten unkristallinischen Körpern" gerade dem Studium von Erscheinungen gewidmet, in denen optische Erscheinungen durch elastische Wirkungen beeinflußt werden. Später waren es Untersuchungen über die Elastizitätsverhältnisse der Kristalle, welche Neumann anregten, seinen Schülern die Fortsetzung dieser Studien zu empfehlen — eine Aufgabe, der sich bekanntlich W. Voigt mit dem größten Erfolge unterzogen hat.

Wie schon der Titel der Arbeit vom Jahre 1841 aussagt, lassen sich die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in komprimierten und in ungleichmäßig erwärmten unkristallinischen Körpern aufeinander zurückführen. Auch die durch schnelle Abkühlung in Gläsern entstehenden Farbenerscheinungen im polarisierten Licht lassen sich organisch hier einordnen. Die einschlägigen optischen Phänomene hängen von 2 Konstanten ab, welche sich durch Kombination zweier verschiedener Beobachtungen bestimmen lassen: die erste bezieht sich auf das Studium

1) Die Ångströmsche Methode, welche an das Studium eines periodisch veränderlichen Temperaturzustandes eines Stabes knüpft, erfordert erheblich längere Zeit — bei den Untersuchungen in der vorhin erwähnten Dissertation von E. Ulkan je nach der gewählten Periode 2—4 Stunden; sie ist dadurch erheblich stärker von Änderungen der Oberfläche abhängig als die Neumanns.

1) Nähere Angaben, auch über die Literatur, findet man in meinen „Beiträgen zur Wertschätzung der Königsberger Erdthermometer-Station". Schriften der physikalisch-ökonomischen Gesellschaft in Königsberg. 34. Jahrgang 1893, S. 54—61.

der Farbenkurven, welche ein durch Druck gekrümmter Glasstreifen im polarisierten Licht zeigt, die zweite bezieht sich auf das Studium des teleskopischen Diffraktionsbildes, welches durch zwei gleiche Öffnungen in einem Schirme hervorgebracht wird, von denen die eine Licht durch den komprimierten, die andere Licht durch den dilatierten Teil des gekrümmten Glasstreifens hindurchzusenden gestattet.

Die Arbeit schließt weiter in sich die Behandlung einer Reihe von Aufgaben, welche man unter dem genannten Titel gar nicht vermutet. Die Untersuchung der elastischen Verzerrungen, denen ein Teilkreis infolge ungleicher Temperaturverteilung ausgesetzt ist, in ihrer Bedeutung für Winkelmessungen — die Theorie der Metallthermometer, die aus zwei fest verbundenen Streifen verschiedenen Materials bestehen.

Ich komme zu den Betätigungen Neumanns als Experimentator auf dem Gebiete der Elektrizität und des Magnetismus. Ich beginne mit der Kompensationsmethode Neumanns: Befindet sich in der stromlosen Brücke der Wheatstoneschen Drahtkombination keine elektromotorische Kraft, so besteht die bekannte Beziehung für die Zweigwiderstände; befindet sich in der Brücke eine solche, so bedarf es der Verschiebung eines Endes der Brücke, um die Brücke wieder stromlos zu machen. Diese Verschiebung gestattet die elektromotorische Kraft ohne Kenntnis der Widerstände in der Brücke zu messen.

Im besonderen findet diese Kompensationsmethode bei Neumann ihre Verwertung zur Entscheidung der Frage, ob neben der Polarisation, also einer elektromotorischen Kraft auch von einem Übergangswiderstande, also einem Widerstande — beide Begriffe im Sinne des Ohmschen Gesetzes — beim Übergange eines Stromes von einer Metallelektrode zur umgebenden elektrolytischen Flüssigkeit und umgekehrt gesprochen werden kann. Die zu polarisierende Zelle befindet sich zum Studium dieser Frage zunächst in einem Zweige eines Differentialgalvanometers; sie wird hier mit Hilfe des Stammstromes geladen, der durch Widerstandsregulierung in dem anderen Zweige des Differentialgalvanometers in zwei gleiche Teile gespalten wird. Das Differentialgalvanometer zeigt dann keinen Ausschlag. Ein Kommutator schafft nun die polarisierte Zelle in die Brücke der Wheatstoneschen Drahtkombination, welche der Kompensationsmethode zugrunde liegt, und lehrt die Polarisation bestimmen. Die Änderung des Elektrodenabstandes in der Flüssigkeitszelle gestattet ein tieferes Studium der in der Zelle auftretenden Widerstandsverhältnisse und damit die Beantwortung der Frage nach der Existenz und Größe eines Übergangswiderstandes.

Neumann hat der Ausbildung der differentialgalvanometrischen Methoden überhaupt besondere Aufmerksamkeit zugewandt. Die Methoden der Prüfung der Isolation der beiden ineinandergewickelten Multiplikatoren und der Herstellung der Gleichheit der Multiplikatorfunktion sind für Neumann charakteristisch.

Neben dem Differentialgalvanometer ist die Tangentenbussole ein Lieblingsinstrument Neumannscher Beobachtungskunst. Statt eines zentralen Stromkreises wendet Neumann zwei symmetrisch zu beiden Seiten der Nadel liegende Stromrollen in veränderlichem Abstande an. Er erzielt damit die Möglichkeit eines experimentellen Studiums, inwieweit die Voraussetzung, auf der das Tangentengesetz beruht, erfüllt ist: Kleinheit der Nadel gegenüber dem Abstande der Nadel von den Windungen. Die Anwendung mehrerer Rollenpaare gestattet, sich von dieser Voraussetzung noch unabhängiger zu machen.

In Zusammenhang mit diesen Studien stehen die Bemühungen Neumanns, ein konstantes magnetisches Feld von verschiedener Stärke für einen mehr oder weniger großen Raum herzustellen. Die Stromrollen bedecken bei gleicher Achse die Oberfläche einer Kugel, der Raum innerhalb der Kugelfläche ist das konstante Feld.

Wir werden diesen Arbeiten eine um so angemessenere Würdigung abgewinnen, wenn wir uns erinnern, daß Neumann mit ihnen an der durch Gauß und Weber eingeleiteten Bewegung, die Größen der Elektrizität und des Magnetismus in sogenanntem absoluten Maß auszudrücken, Anteil nimmt. Im besonderen tritt das bei der Konstruktion des Rheometers hervor, einer Form, welche Neumann dem Elektrodynamometer gegeben hat. Das Rheometer besteht aus zwei festen Stromrollenpaaren und einem beweglichen bifilar hängenden Stromrollenpaar. Die Frage der Empfindlichkeit tritt völlig zurück hinter der Forderung, die Rechnung mit Strenge durchzuführen, was mit Hilfe elliptischer Integrale gelingt.

Wir schließen daran die bifilar hängende Stromrolle, welche unter Einwirkung des Erdmagnetismus eine von der Stromstärke abhängige Gleichgewichtslage annimmt. Die Kombination dieser Stromrolle mit der Tangentenbussole gestattet, Horizontalkomponente des Erdmagnetismus und Stromstärke für jeden Augenblick in absolutem Maß zu bestimmen und damit die bekannten Gaußschen Methoden in wertvoller Weise zu ergänzen.

Noch heute von Bedeutung ist Neumanns Induktions-Inklinatorium zur Bestimmung der erdmagnetischen Inklination. Es besteht aus zwei Drahtrollen von großem Durchmesser, die unter dem Einfluß des Erdmagnetismus um eine horizontale und eine vertikale Achse gedreht werden. Eine Zahnradübertragung sorgt für gleiche Drehgeschwindigkeit, Kommutatoren dafür, daß die Drehung nicht auf 180° beschränkt bleibt, eine rechteckige Umgrenzung des Gestells läßt mit Leichtigkeit die horizontale und vertikale Lage der Drehungsachse vertauschen. Die Enden der beiden Drahtrollen endigen in einem Differentialgalvanometer, das durch passende Widerstände ohne Ausschlag eingestellt wird, woraus dann die Tangente des Inklinationswinkels abgeleitet werden kann.

Die Ausführungen haben uns bereits zur Betätigung Neumanns auf dem Gebiete der Methodik und Konstruktion physikalischer Meßinstrumente geführt. Es wäre hier noch an Neumanns kunstgemäße Methode zur Bestimmung der Kaliberfehler eines Thermometers zu erinnern, welche sich wie so vieles lediglich traditionell vererbt hat und z. B. in Kohlrausch's praktische Physik bisher nicht übergegangen ist. Die Methode besteht darin, daß mit einer gewissen Anzahl verschieden lang abgetrennter Quecksilberfäden — für das Intervall von 0° bis 100° C etwa den 9 ersten ungefähren Vielfachen von 10° — das Kaliber des Thermometerrohres an planmäßig gewählten Stellen ausgewertet wird. Das Kunstgemäße besteht darin, daß die Auswertung des Kalibers für jede Stelle auf der gleichen Anzahl von Beobachtungen beruht. Die Beobachtungssätze werden einmal so zusammengefaßt, daß die Kaliberteile der einen Hälfte durch das gesamte Kaliberintervall der andern Hälfte als Normale ihren Ausdruck findet. Die Kaliberteile der anderen Hälfte lassen sich dann bei anderer Zusammenfassung der Beobachtungssätze durch dieselbe Normale ausdrücken, zugleich gewährt die letzte Zusammenfassung in ihren Elementen eine willkommene Kontrolle für die Güte der Einzelmessungen.

Auch die Prüfung der Aräometerteilung durch Belastung des schwimmenden Aräometers mit einer Reihe von Gewichten wäre zu erwähnen.

Ich will am Schluß noch der Konstruktion der Wage gedenken, bei der Neumann die Drehung von Wagebalken und Wageschalen durch Torsion eingespannter Drähte bewerkstelligt. Neumann hat viel mit einer solchen Wage gearbeitet. Wenn er die billige Herstellung dieser Wage rühmte — auch von W. Weber rührt eine billige Wagenkonstruktion her — werden wir an die Armut der Verhältnisse erinnert, unter der früher Physiker arbeiten mußten, und über welche nur ein Idealismus hinweghelfen konnte, wie er der älteren Generation in hohem Grade eigen war.

Ich würde meine Aufgabe nur unvollständig behandelt erachten, wollte ich nicht noch dieses Idealismus bei Neumann gedenken. Der Idealismus Neumanns nahm seinen praktischen Ausgangspunkt von der nationalen Erhebung Preußens gegen die Fremdherrschaft und von seiner eigenen Teilnahme an dem Freiheitskriege 1815. Dieser Idealismus konnte nur mit den Eindrücken, die Neumann bei seinem Eintritt in die Königsberger Hochschule umfingen, weitere Förderung erfahren, — war doch die Königsberger Sternwarte ein Zeuge preußischen Idealismus.

Die Betätigung, die Neumann wissenschaftlich seinem Idealismus gegeben hat, macht sich dem damaligen Zuge der Zeit entsprechend darin bemerkbar, daß der Gedanke an die Verwertung technischer Nutzanwendung abgelehnt erscheint, so sehr gerade die in seine Zeit fallenden Entdeckungen sich als grundlegend für die Entwicklung der Technik herausgestellt haben. In meinen erkenntnistheoretischen Grundzügen habe ich ausgeführt[1]), wie es vor siebzig Jahren Vertretern der Physik an deutschen Universitäten notwendig erscheinen mochte, ihre innere Zugehörigkeit zur Universität im Gegensatze zur Technik zu bekunden. In diesem Zusammenhange möchte ich auch an den dort mitgeteilten Entwurf von Neumanns Hand in Sachen der Errichtung des Laboratoriums erinnern, der gerade andere durch die Erinnerungsblätter seiner Tochter darüber bekannt gewordene Äußerungen in wertvoller individueller Weise ergänzt.

Mit dem Thema: Errichtung eines Laboratoriums berühre ich zugleich den schmerzlichen Punkt, der Neumann daran gehindert hat, seine Tätigkeit als Experimentator voll entfalten zu können. Ich erinnere an die Worte seiner Eingabe an den Universitätskurator aus dem Jahre 1841 anläßlich der Ablehnung eines Rufes nach Dorpat: „Meine akademische Wirksamkeit ist nur der Schatten von dem, was sie sein könnte. Es hätte wirklich sich hier in Königsberg eine Pflanzschule für mathematische Physik bilden können“[2]).

1) Erkenntnistheoretische Grundzüge der Naturwissenschaften und ihre Beziehungen zum Geistesleben der Gegenwart. 2. Auflage, Leipzig 1910, S. 284, 285.

2) Abgedruckt in „Franz Neumann, Erinnerungsblätter von seiner Tochter Luise Neumann“, Tübingen

Trotz des für einen Experimentator offenkundigen Mangels an einem angemessenen Laboratorium ist es Neumann beschieden gewesen, zu einer Zeit, da Königsberg viel schwerer zu erreichen war, viel abgelegener als heute erschien, Schüler aus allen Teilen Deutschlands und der Schweiz um sich zu sammeln, und sie gerade zu experimentellen Arbeiten anzuregen. Neumann hat so unstreitig seinerzeit den größten Einfluß auf die Entwicklung der Physik in Deutschland ausgeübt. Es handelte sich stets nur um eine kleine Schar, die sich um ihn sammelte — aber diese Schar war um so erlesener. Infolge ihrer Kleinheit konnte sich zwischen Lehrer und Schüler das intime Band schlingen, welches früher Universitätsverhältnisse so viel leichter zeitigten und so vorteilhaft auszeichneten vor dem heutigen Massenbetriebe.

und Leipzig 1904, S. 352, 353 und in „Franz Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer von A. Wangerin". Braunschweig 1907, S. 181.

Aus den Sitzungen der physikalischen Sektion:

Max Wien (Danzig), Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Das meiste von dem, was ich Ihnen hier vorführen möchte, ist nicht neu; da ich aber annehme, daß viele von Ihnen diese Versuche zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen noch nicht gesehen oder selbst nachgemacht haben, so möchte ich heute im Zusammenhang darüber berichten.

Von den vier Dämpfungsursachen — Strahlung, Joulesche Wärme, Kondensatorverluste, Funke — ist die Strahlung bei geschlossenen Schwingungskreisen an sich klein; der Verlust durch Joulesche Wärme kann durch passende Form des Leiters, bei nicht zu schnellen Schwingungen auch durch Unterteilung[1]) sehr verringert werden; es soll auf diese beiden Dämpfungsursachen hier nicht näher eingegangen werden.

Die Kondensatoren können einmal durch Sprühwirkungen am Rande der Belegungen, das andere Mal durch Verluste infolge von Leitung und dielektrischer Hysterese die Schwingungen ungünstig beeinflussen. Das Sprühen hat, wie Eickhoff[2]) zuerst nachgewiesen hat, auch eine Änderung der Schwingungszahl zur Folge. Der folgende Versuch mag ein Bild von der Größe dieser schädlichen Einflüsse des Kondensators geben. Unter sonst gleichen Umständen wird einmal eine Leidener Flasche, bei der Sprühen und Leitung vorhanden ist, dann ein Moscicki-Kondensator, bei dem die Sprühwirkung sehr gering ist, schließlich ein Preßgaskondensator, bei dem Sprühen und Leitung verschwindend sind, in den Schwingungkreis eingeschaltet: bei gleicher Primärenergie verhält sich der Stromeffekt im Resonanzkreise wie 2 : 7 : 12. (D^1).)

Nachdem durch Benutzung der Preßgaskondensatoren die genannten Fehlerquellen vermieden waren, konnte die Funkendämpfung für sich studiert werden. Dabei ergab sich, daß das Dekrement mit steigendem Potential immer weiter sinkt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der Ergebnisse; darin ist F die Funkenstrecke in Zentimeter, $\mathfrak{d}_1$ das Dekrement der Schwingung, $\mathfrak{d}_f$ das Funkendekrement allein.

F (Funkenstrecke) cm	$\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d}_f$
0,5	0,067	0,059
1,0	0,047	0,039
2,0	0,037	0,029
3,0	0,032	0,024
5,0	0,027	0,019

Die kleinsten Dekremente, welche ich in dieser Weise erhielt, betrugen 0,024, also etwa den vierten Teil der früher mit Leidener Flaschen bei höheren Spannungen erzielten Dekremente. Bei diesen Versuchen sprang der Funke zwischen großen Elektroden über, weil die Funkendämpfung um so geringer ist, je kürzer unter sonst gleichen Umständen der Funkenweg für dasselbe Potential ist. Versuche mit Funkenstrecken in Preßgas an Stelle von atmosphärischer Luft ergaben keine wesentliche Verbesserung.

Drude[2]) hat bei kurzen Funken (0,5 mm) verhältnismäßig niedrige Dekremente beobachtet; dies beruht auf der Warburgschen Funkenverzögerung. Dadurch wird das Entladungspotential viel höher, als es der kurzen Funkenstrecke entspricht, und damit sinkt das Dekrement. Das „Inaktiv"werden des Funkens bei Beleuchtung mit ultraviolettem Licht ist nichts weiter als eine Reduktion des Funkenpotentials und des Dekrements auf den normalen Wert. Die „aktiven" kurzen Funken sind leider sehr unregelmäßig infolge der unsicheren Größe der Verzögerung, die von dem Metall der Funkenstrecke, von der Unterbrechung, dem Induktorium usw. abhängig ist. Auch bei längeren Funken bewirkt die Funkenverzögerung oft Unregelmäßigkeiten; man kann sie vermeiden, in-

1) R. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 682, 1909.
2) W. Eickhoff, diese Zeitschr. 8, 564, 1907.

1) (D) = Demonstration. Die Versuche mit höheren Spannungen und größeren Energien wurden einem Teil der Abteilung in Danzig vorgeführt.
2) P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 15, 747, 1904.

dem man als Elektrodenmetall Magnesium nimmt, wobei die Verzögerung nicht merklich ist, oder indem man die Funkenstrecke mit einer Bogenlampe beleuchtet.

Auch unter günstigen Umständen ist die Funkendämpfung immer noch groß, sie bewirkt einen unregelmäßigen Ablauf der Schwingung[1]) und beeinflußt auch die Frequenz[2]). Der Gedanke liegt nahe, die Funkendämpfung überhaupt zu eliminieren, indem man den Kondensatorkreis auf einen zweiten geschlossenen Schwingungskreis wirken läßt, in welchem durch Induktion Schwingungen entstehen. Hinderlich ist dabei, daß bei engerer Koppelung sogenannte gekoppelte Schwingungen erzeugt werden, bei denen statt einer Schwingung zwei Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen in beiden Systemen entstehen, mit einer Dämpfung, die etwa dem Mittel der Dekremente der beiden Systeme entspricht. Dabei geht die Schwingungsenergie zunächst von dem Primär- auf das Sekundärsystem über, dann von diesem wieder zurück zu dem Primärsystem usw.

Gelänge es nun, den Primärkreis im rechten Augenblick, d. h. wenn gerade zum erstenmal alle Energie auf den Sekundärkreis übergegangen ist, zu öffnen, so würde der Sekundärkreis für sich allein abschwingen, ohne daß in den — offenen — Primärkreis Energie zurückwandern könnte (Demonstration an Doppelpendel).

Braun[3]) hat dieses Öffnen des Primärkreises dadurch zu erreichen gesucht, daß er eine Sicherung einschaltete und durchbrennen ließ. Das gelang nicht, wohl aber besorgt die Funkenstrecke dieses rechtzeitige Öffnen unter Umständen selbst. Wenn die Schwingungsenergie ganz auf den Sekundärkreis übergegangen ist, ist die Funkenstrecke im Primärkreise stromlos und wird durch Entionisation schnell nichtleitend, gerade wie eine Bogenlampe, wenn man den Strom einen Augenblick nicht hindurchgehen läßt, beim Wiederansetzen der Spannung den Strom nicht mehr leitet.

Diese „Stoßerregung durch Löschwirkung" wurde zuerst an ganz kurzen Funken (Zischfunken) beobachtet; auch bei enger Koppelung enthält das sekundäre System dann nur eine Schwingung, deren Frequenz und Dämpfung den Werten des ungekoppelten Sekundärsystems entsprechen (*D*). Diese Erscheinung bildet die Grundlage des Systems der „tönenden Löschfunken", das von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ausgearbeitet ist.

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) **13**, 822, 1904.
2) M. Wien, diese Zeitschr. **11**, 282, 1910.
3) F. Braun, Nobelvortrag. Jahrbuch für drahtl. Telegr. **4**, 1, 1910.

Die Löschwirkung tritt nicht nur bei Zischfunken, sondern auch bei längeren Funken auf, nur ist sie dabei nicht so leicht zu beobachten, weil die Entionisierung nicht so schnell erfolgt. Die Koppelung zwischen Stoß- und Schwingungskreis muß hier lose sein, weil dann wegen der langsameren Schwebungen das Stromminimum lange genug dauert, um die Funkenstrecke im Primärkreise zu entionisieren und nichtleitend zu machen. Die Löschwirkung ist auch abhängig vom Metall der Elektrode, Silber löscht am besten (*D*). Am Klang des Funkens ist deutlich zu erkennen, ob der Funke gelöscht wird oder nicht, das Ohr ist für derartige Änderungen der Klangfarbe äußerst empfindlich.

Obgleich man so bei beliebig hohen Potentialen Stoßerregung erzielen kann, so ist doch die lose Koppelung wegen der gleichzeitig notwendigen genauen Abstimmung vielfach unbequem, auch ist der Nutzeffekt bei hohen Potentialen nicht genügend. Wesentlich engere Koppelung erzielt man bei hohen Potentialen durch Benutzung von „Löschröhren"[1]).

Es war schon mehrfach der Versuch gemacht worden, an Stelle der gewöhnlichen Funkenstrecke Geißlersche Röhren in den Stoßkreis einzuschalten, damit erzielte man wohl gute Löschwirkung, aber das Potential ist gerade in der Gegend des für das Löschen günstigen Druckes sehr niedrig und schwankend. Der Gedanke lag auf der Hand, Potentialerzeugung und Löschwirkung voneinander zu trennen, und neben die Funkenstrecke eine Geißlersche Röhre in den Stoßkreis einzuschalten (*D*). Auf die Form der Röhre kommt es nicht sehr an, am besten einfache weite Röhren mit Elektrode von einigen Quadratzentimetern Oberfläche, die sich auf 2 bis 3 cm gegenüberstehen. Der günstigste Gasdruck liegt etwa bei 0,1 bis 1,0 mm Hg; je kleiner der Druck, um so enger kann die Koppelung gemacht werden, jedoch wird schließlich die Löschwirkung unsicher (*D*). Auf die Gasart kommt es weniger an, mehr auf das Metall der Elektroden; Silber und Kupfer zeigten die beste Löschwirkung, Magnesium die schlechteste, auch die Oberflächenbeschaffenheit ist von Einfluß. Der Nutzeffekt — Stromenergie im Sekundärkreis durch Ladungsenergie des Primärkondensators — steigt mit dem Potential an und erreichte unter Umständen über 80 Proz. Bei sehr großen Funken — ich erreichte bei meinen Versuchen Spannungen von über 100000 Volt und Energien von 15 Joule pro Funke — ist es oft günstig, mehrere Löschröhren hintereinander zu schalten, um eine engere Koppelung

1) M. Wien, diese Zeitschr. **11**, 76, 1910.

und regelmäßigere Löschwirkung zu erzielen. Zur Erzeugung großer Energien muß zugleich auch die Funkenzahl pro Sekunde vermehrt werden. Dazu diente ein Boasscher Resonanzinduktor, wobei eine große Regelmäßigkeit der Funken durch starkes Anblasen der Funkenstrecke erzielt wurde (*D*).

Bei stundenlangem Durchgang derartig starker Ströme zeigte sich eine Veränderung der Elektrodenoberfläche: eine Art Ermüdung, wobei die Löschwirkung unsicher wurde und die Röhren schließlich an der Durchtrittsstelle des Platindrahtes zerstört wurden. Die Gründe dieser Erscheinung bedürfen noch der Aufklärung.

Diskussion.

Blochmann: Der Vortragende hat selbst eingangs erwähnt, daß die grundlegenden Forschungen, die zu den heutigen Demonstationen geführt haben, nicht ganz neu sind, sondern schon einige Zeit zurückliegen. Aber gerade dieser Umstand hat es ermöglicht, daß die Tragweite der Forschungen des Vortragenden und ihre Bedeutung für die Praxis in der technischen Praxis selbst schon hat festgestellt werden können. Diese Bedeutung für die Praxis ist eine eminente, sowohl was die Ökonomie wie die Reichweite bei ihrer Einführung in die Strahlentelegraphie betrifft. Die Bescheidenheit des Redners hat es ihm verboten, auf die Bedeutung der Anwendungen seiner eigenen Forschungen in der Technik einzugehen. Deshalb halte ich es aber für eine Pflicht, daß dies hier an dieser Stelle ausgesprochen wird. Je weniger für derartige Forschungsergebnisse ein patentrechtlicher Schutz in Anspruch genommen wird, um so mehr besteht für die Technik, welche Nutzen aus derartigen Forschungen ziehen kann, die Pflicht, nicht de jure des Patentrechts aber de more, ihre Anerkennung nicht zu versagen, sondern sie vielmehr in einer Weise eintreten zu lassen, daß sie den Forscher für das Erreichte belohnt und ihn zu einer weiteren Fortsetzung seiner Arbeiten in umfangreichster Weise ermuntert.

Schmidt: Ich habe die Versuche mit der Löschröhre wiederholt und kann nur bestätigen, was der Vortragende gesagt hat, die Intensität der Ausstrahlung wird dadurch merklich verbessert. Ein Vergleich ergab, daß bei der gleichen Energieaufwendung im Induktorium der Funke mit Löschröhre etwa 14 Proz. mehr Strahlungsenergie als der einfache Funke erzeugte. Dann habe ich die Versuche machen lassen, die Auskunft darüber geben sollten, wie sich die Funkenlänge, die in den Löschkreis eingeschaltet wird, zu der Wirkung stellt. Ohne Löschröhre zeigte die Strahlung ein Maximum bei etwa 9 mm Funkenlänge, mit der Löschröhre kam ein Maximum bei etwa 13 bis 14 mm Funkenstrecke heraus, bei größerer Funkenstrecke wird die Wirkung dann wieder schwächer. Merkwürdigerweise hat sich herausgestellt, daß, wenn man zwei Funkenstrecken von je 5 mm hintereinander einschaltet, daß dann das Maximum eine andere Lage hat und die Wirkung kleiner wird. Die Energieaufnahmen des Induktors sind mit der Funkenstrecke stetig gewachsen. Leider ist versäumt worden, dies im Primärkreis zu untersuchen.

Vortragender: Beim Erlöschen ist gleichzeitig die Funkenstrecke und die Löschröhre beteiligt, daher hängt die Löschwirkung auch von der Art der Funkenstrecke und dem Energieverlust in ihr ab, bei zwei Funkenstrecken findet ein größerer Energieverlust statt und daher erklären sich vielleicht die Resultate der Versuche des Herrn Schmidt. Es ist auch gut, bei der Löschröhre Silber anzuwenden (Schmidt: Ich hatte Messing!). Auch das ist gut (Schmidt: Messing, und Aluminium an den Elektroden!). Das habe ich auch viel angewendet, es ist mittelgut, ich habe bei Kupfer als Elektrodenmaterial in der Löschröhre die besten Erfolge gehabt. Hatten Sie, wenn ich mir erlauben darf, größere Energien zur Verfügung?

Schmidt: Die Wirkungen sind bei diesen Versuchen auf etwa 200 Watt im Induktor heraufgegangen. (Vortragender: Und nicht längere Zeit?) Doch, stundenlang.

Vortragender: Aber nicht tagelang?

Schmidt: Ich habe vier Wochen gearbeitet und da ist die Röhre infolge der langen Versuche zerstört worden.

Vortragender: Bei dauerndem Durchgang größerer Energien bis zu etwa 1 Kilowatt wurden bisher die Löschröhren schließlich stets zerstört. Ich bin noch mit Versuchen über die Ursache dieser Erscheinung beschäftigt.

v. Oettingen: Wird nicht auch dasselbe zu erreichen sein durch Änderung der Form der Elektroden, nämlich durch Spitzen?

Vortragender: Mit spitzen Funkenstrecken habe ich auch ziemlich gute Löschwirkungen erzielt, aber doch lange nicht so gute wie mit der Löschröhre.

v. Oettingen: Ich habe diese Sache schon vor etwa 50 Jahren mit Spitzen untersucht.

Es gelang auch später, die oszillatorische Entladung so zu unterbrechen, daß nur die erste Oszillation zustande kam. (Pogg. Jubelb.)

Felix Ehrenhaft (Wien), Über eine neue Methode zur Messung von Elektrizitätsmengen, die kleiner zu sein scheinen als die Ladung des einwertigen Wasserstoffions oder Elektrons und von dessen Vielfachen abweichen.

Von den Naturkonstanten, die in der Physik hervorragende Bedeutung erlangt haben, steht im Vordergrunde die Geschwindigkeit des Lichtes und die Ladung des Elektrons, jener kleinsten Elektrizitätsmenge, die nach den Hypothesen der Physik nicht mehr unterteilt werden kann. Denn nach den modernen Anschauungen über die Elektrizität nimmt man an, daß auch diese ganz ebenso wie die Materie zwar unterteilbar, nicht aber in die Unendlichkeit unterteilbar ist, sondern daß die Natur bei einer bestimmten Größe ein unübersteigliches Halt gebiete und daß alle in der Natur vorkommenden Werte der Elektrizitätsmengen sich aus ganzen Vielfachen dieses Elektrizitätsatoms, des Elektrons, konstituieren.

Zunächst repartierte man die bei der Elektrolyse transportierte Elektrizitätsmenge auf die durch Loschmidt bestimmte Zahl der Atome. Aus der Messung der Elektrizitätsmenge, die 1 g Wasserstoff bei der Elektrolyse mit sich trägt, konnte man auf ihren Mittelwert eigentlich nur mit der Sicherheit schließen, mit der die Zahl der Atome in 1 g Wasserstoff bekannt war. Benützt man extreme Werte für die Loschmidtsche Zahl, dann fände man für das Elementarquantum der Elektrizität alle Werte vom Zwölftel des heute üblichen bis zum Dreißigfachen. Erst J. J. Thomson hat das aus der Gastheorie sich als möglich ergebende Intervall auf $1{,}29 \cdot 10^{-10}$ bis $6{,}1 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. beschränkt.

Die atomistische Theorie der Elektrizität wurde insbesondere durch den Umstand gefestigt, daß sich zunächst die Identität der Ladung des Ions in den Flüssigkeiten und Gasen zu ergeben schien. Aus J. S. Townsends Untersuchungen folgte die Gleichheit des Produktes N. e., d. i. Loschmidtsche Zahl in die Ladung des Elektrons für Flüssigkeiten und Gase. Sohin sind auch hieraus die Schlüsse über das Elektron nur mit derselben Sicherheit zulässig, mit der die Loschmidtsche Zahl sicher steht.

Von grundlegender Bedeutung für die Weiterentwicklung der Elektronentheorie waren die Untersuchungen letzterwähnten Forschers sowie J. J. Thomsons. Die gesamte elektrische Ladung der von ersterem elektrolytisch, von letzterem durch Expansion hergestellten Nebelwolken wurde gemessen und sodann auf die einzelnen, die Wolke bildenden Tröpfchen repartiert, deren Zahl aus der Wassermenge der Wolke sowie der auf Grund der Stokesschen Formel aus der Fallgeschwindigkeit der Wolke ermittelten mittleren Tropfengröße erschlossen wurde.

J. J. S. Townsend fand so die Werte $+ 2{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., $- 2{,}9 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. an Sauerstoff, $+ 1{,}5 \cdot 10^{-10}$ an Wasserstoff, i. J. 1898, Werte, die nach Ansicht von R. T. Lattey (1909) auf $5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. zu erhöhen wären. J. J. Thomsons Messungen in den Jahren 1898—1899 ergaben mittlere Ladungen der Tröpfchen im Intervalle von $6{,}0 - 8{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. und insbesondere wurden durch diesen Forscher die Ladungen der negativen Ionen, welche durch das ultraviolette Licht von einer Zinkoberfläche ausgesandt werden, mit der Ladung der Kathodenstrahlteilchen identifiziert.

M. Planck hat sodann i. J. 1901 aus seiner Strahlungstheorie unter lediglicher Benutzung der Konstanten der Strahlungsgesetze die Größe des Elementarquantums der Elektrizität zu $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. errechnet. So wichtig dieser Wert für die Grundlegung der Fragen über das Elektron für die Zukunft auch wurde, wäre vielleicht doch zu beachten, daß gerade dieser Wert das Resultat von Mittelwertsbildungen weitgehendster Natur darstellt. Unter Benutzung der neu ermittelten Strahlungskonstanten von M. Féry wurde dieser Wert jedoch kürzlich von E. Bauer und M. Moulin (1909), auf $5{,}55 \cdot 10^{-10}$ elektrostat Einh. erhöht.

Bedeutend niedriger als vorerwähnte Werte fand J. Nabl i. J. 1902 die mittlere Ladung der Tröpfchen, die von der aktiven Elektrode des Wehnelt-Unterbrechers ihre Ladung erhalten hatten. Eine mikroskopische Schätzung des Radius der auf Paraffin niedergeschlagenen Tröpfchen ergab sodann deren mittlere Ladung zu $2 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. Auch aus J. J. Thomsons weiteren Messungen folgten unter Anwendung größerer Expansionen i. J. 1903 nur mittlere Ladungen 3,3 bis $3{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., da wegen zu geringer Expansion bei eingangs erwähnten Untersuchungen dieses Autors nicht um alle Ionen Kondensation eingetreten zu sein schien und sohin ursprünglich ein zu hoher Wert erhalten worden war.

Wesentlich verbessert wurden die Methoden zur Bestimmung der mittleren elektrischen Ladung der die Nebelwolken bildenden Tröpfchen von H. A. Wilson i. J. 1903, der den Fall der Grenzen von durch Expansion erzeugter ionisierter Nebel durch ein vertikal gerichtetes elektrisches Feld beeinflußte. Messungen der Geschwindigkeit, mit der eine Nebelschicht unter alleinigem Einflusse der Erdschwere sowie der Geschwindigkeit, mit der die Wolke unter gleichzeitigem Wirken eines vertikal gerichteten elektrischen Feldes fiel, ergaben unter Benutzung

der bei allen bisherigen Methoden wieder verwendeten Stokesschen Formel mittlere Ladungen von $2{,}0 - 4{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., also im Mittel die Ladung von $3{,}1 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. K. Przibram hat i. J. 1907 diese Methode auf Alkoholwolken angewandt und dabei mittlere Ladungen von $1{,}4 - 6{,}2 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. erhalten. Deren Gesamtmittel gab $3{,}8 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh.

Schließlich fand H. Pellat zu derselben Zeit durch Anwendung der Stokesschen Formel auf die Beweglichkeit des elektrolytischen Ions in Flüssigkeiten für die Ladung desselben das Intervall von $2{,}46 - 6{,}9 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh.

So war man eigentlich bis zu dem Zeitpunkte, als die aufsehenerregenden Experimente von E. Rutherford, H. Geiger und E. Regener bekannt wurden, zu einer definitiven und sicherstehenden Festlegung des Wertes der nach der Hypothese nicht mehr unterteilbaren kleinsten Elektrizitätsmenge noch nicht gelangt. In den Jahren 1908 und 1909 ermöglichten bekanntlich zwei geistreiche Methoden vorerwähnter Forscher die Zählung der von einem Radiumpräparate ausgesandten α-Partikel. Der gemessene elektrische Gesamtladungstransport dieser Partikel wurde sodann auf die einzelnen Partikel repartiert. Nach Rutherford und Geiger fallen diese mittleren Ladungen eines Partikels in das Intervall 8,3 bis $10{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., nach E. Regener wurde sie im Mittel zu $9{,}58 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. bestimmt. Da J. J. Thomsons zweitbestimmter Wert für die Ladung des Elektrons nach der Ansicht mancher Physiker höher zu liegen käme, weil die die Thomsonsche Nebelwolke konstituierenden Tröpfchen beim Herabfallen verdampfen, hielt man sich zu einer 30 proz. Korrektur des Thomsonschen Wertes auf ca. $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. berechtigt, um so mehr, als dieser Wert dadurch mit dem eingangs erwähnten Mittelwerte M. Plancks, der aus der Strahlungstheorie folgte, in Übereinstimmung käme. Allerdings sei hier erneuert darauf verwiesen, daß nach den neuerdings von M. Féry sorgfältigst bestimmten Strahlungskonstanten der Plancksche Wert $5{,}55 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Ein. betragen würde und sohin auch dieser Zusammenhang neuerdings unsicher geworden ist. Unter Zugrundelegung vorzitierter Elementarladung $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ kam man zu dem Schlusse, daß die α-Partikel der radioaktiven Substanzen mit 2 Elektronen geladen seien.

Es schien dadurch unsere Kenntnis von der atomistischen Konstitution der Elektrizität und der Materie sehr wesentlich erweitert, denn nicht nur die Identität des Ions in Gasen und in Flüssigkeiten schien erwiesen, sondern es schien ein weiterer, allerdings zahlenmäßiger Zusammenhang von Mittelwerten gefunden.

Bevor auf das eigentliche Thema des Vortrags eingegangen wird, sei noch erwähnt, daß die Wilsonsche Methode von R. T. Lattey an elektrolytisch hergestelltem Sauerstoffnebel, von A. Alexejew und Malikow an Expansionsnebel angewandt wurde. Ersterer faßt seine einzelnen Mittelwerte, die in das Intervall von 3,1 bis $5{,}7 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. fielen, letztere das Intervall 3,0 bis $6{,}3 \cdot 10^{-10}$ zu weiteren Mitteln bei 4,47, bezw. bei 4,5 zusammen und beide erblickten in den Intervallen 8,2 bis $11{,}2 \cdot 10^{-10}$, bezw. 7,9 bis $10{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. Multipla dieser Mittelwerte. Ferner sei noch erwähnt, daß J. Perrin durch Übertragung der Gasgesetze auf Suspensionen in Flüssigkeiten die Loschmidtsche Zahl zu $3{,}15 \cdot 10^{19}$ bestimmte und unter Zugrundelegung dieser Zahl, die bei der Elektrolyse transportierte Elektrizitätsmenge auf die Atome repartierte. Es beträgt der so gefundene Mittelwert der Atomladung $4{,}11 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. Schließlich schloß G. Moreau aus der Beweglichkeit und Diffusion der Flammenionen unter Zugrundelegung des Stokesschen Gesetzes sowie der Loschmidtschen Zahl nach Perrin auf die Elektronenladung $4{,}3 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh.

Es sei noch bemerkt, daß der Definition und Festlegung des Elektronenwertes sohin durchgehends das Stokessche Gesetz zugrunde liegt.

In umstehender Figur 1 sind diese Intervalle aller bisherigen Messungen des Elektrons durch horizontale Striche gekennzeichnet, wobei eine Abszisseneinheit $1 \cdot 10^{-10}$ abs. elektrostat. Einh. bedeutet. Die von den Verfassern angegebenen Mittelwerte sind durch Vertikalstriche angedeutet. Wenn man diese seit dem Durchbruche der Elektronentheorie stets wiederkehrenden Arbeiten betrachtet, die eigentlich nach den bisherigen Methoden zu keinem definitiven Abschlusse gelangt zu sein scheinen, tritt man vor allem dem Gedanken näher, ob, wie dies bei fast allen Arbeiten geschah, man überhaupt berechtigt ist, Werte, die sich nicht selten um einige 100 Proz. in den einzelnen Messungen unterscheiden, zu einem Gesamtmittel zusammenzuziehen und ob es denn der Übereinstimmung genug ist, wenn diese Werte in die Größenordnung $1 - 6 \cdot 10^{-10}$ abs. elektrostat. Einh. fallen.

Hat man überhaupt ein Recht, derartige Werte zu einem Mittel zusammenzuziehen? Würde es für die Fundierung der für die Physik so wichtigen Lichtgeschwindigkeit genügen, wenn diese Zahl zu 2 bis $4 \cdot 10^{10}$ cm/sec, im Mittel also zu $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, gefunden worden wäre? Und bei dem gleichwichtigen Elektron hat man das bisher ohne Scheu getan.

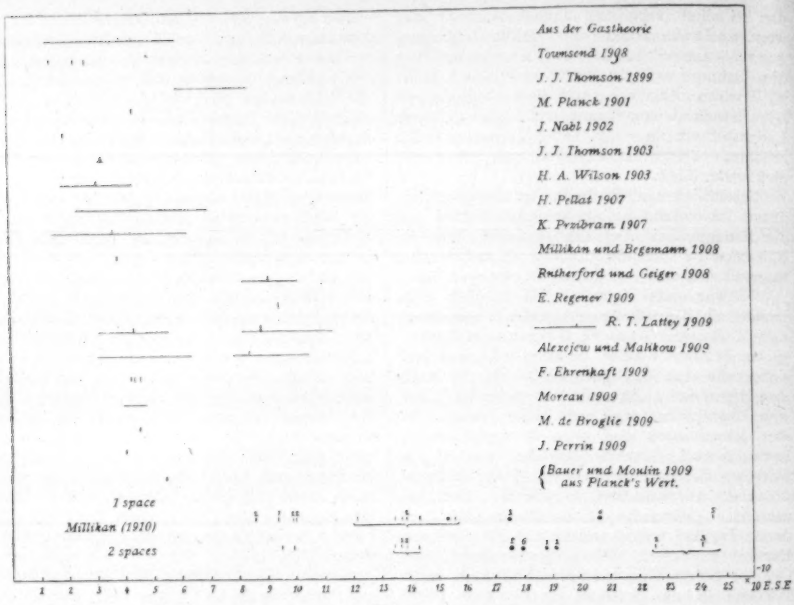


Fig. 1.

Unter diesen Umständen wäre der Gedanke nur zu nahe liegend, diese Schwankungen des Elementarquantums oder der Elektronenladung in der Natur selbst begründet zu sehen und die Deutung der Experimente vielleicht zu modifizieren.

Bei all diesen Methoden ist es auffallend, daß wohl auf eine kleinste nicht mehr unterteilbare elektrische Ladung einer gewissen Größenordnung geschlossen wird, wobei das Resultat durchaus durch eine Mittelwertsbildung von Beobachtungen an Gruppen von Teilchen oder durch andere Mittelwertsbildungen erhalten wird; so wurde bloß das Niederfallen der Nebelwölkchen als Ganzes beobachtet, deren Gesamtladungstransport gemessen und sodann auf die einzelnen Tröpfchen repartiert und ähnliches bei allen übrigen Arbeiten.

Es wäre von grundlegendem Interesse, nachzuweisen, ob alle Partikel tatsächlich die gleiche Ladung tragen oder ob auch die von den radioaktiven Substanzen emittierten Partikel nicht auch eine gewisse Schwankung der vom Einzelteilchen transportierten Ladung vermuten lassen.

Um aber ein Urteil über die Ladung des Elektrons zu erlangen, hielt der Verfasser es zunächst für notwendig, an einzelnen möglichst kleinen Partikeln auf Ladung und Masse zu schließen und sich so ein von einer wenig übersichtlichen Mittelwertbildung freies Resultat zu sichern.

Der Gedanke war um so näher liegend, als sich durch die Einführung des Mikroskops eine Methode ergab, die nicht die Grenze fallender Nebelkomplexe, sondern jedes Einzelteilchen zu beobachten gestattete[1]) und dies sogar durch erweiterte Dunkelfeldbeleuchtung bis über die Grenzen der optischen Abbildungsfähigkeit, also bis zu den nur mehr ultramikroskopisch wahrnehmbaren Partikeln. Im galvanischen Lichtbogen verdampfte Edelmetalle kondensieren in atmosphärischer Luft zu kleinen Partikeln verschiedener Größenordnungen. Dieselben erwiesen sich auch ohne weitere Ionisierungen als im homogenen elektrischen Felde beweglich; aus dieser Beweglichkeit sowie aus deren Fallgeschwindigkeit, welche Größen mit dem Ultramikroskop bestimmt wurden, gestattete die Stokessche Formel, mittlere Ladung und mittleren Radius zu berechnen.

1) Wien. Akademieberichte Abt. IIa, Bd. CXVIII, März 1909.

Wenn der Vortragende damit auch zum ersten Male die Ladungen an Einzelpartikeln beobachtete, so enthielt diese Methode noch wie alle bisherigen diesbezüglichen Bestimmungsmethoden eine Mittelbildung, die man vermeiden muß, da derselbe genötigt war, zuerst alle an Einzelteilchen bestimmten elektrischen Beweglichkeiten bei horizontalem elektrischen Kraftfelde zu machen und aus diesen oft bis zu 80 Proz. voneinander abweichenden Werten das Gesamtmittel zu ziehen. Sodann wurden ebenso an einer großen Zahl von Einzelteilchen Fallbeobachtungen mit dem Ultramikroskop gemacht und aus dem Gesamtmitel der mittlere Teilchenradius errechnet, der überdies noch mikroskopisch kontrolliert werden konnte. Das Resultat zeigte eine mittlere Ladung dieser Metallteilchen, die von den bisherigen Ergebnissen insofern abwichen, als dieser Wert bei $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. zu liegen kam, also etwas höher wie die bisherigen Werte, in Übereinstimmung mit dem Werte Plancks und der halben mittleren Ladung des α-Partikels nach Rutherford. Immerhin war durch die Methode ein Fingerzeig zu einer ganz neuen Methode an völlig anderem Materiale mit völlig anderen experimentellen Mitteln gewiesen. Der höhere Wert hatte eine Stütze erfahren, um so mehr, als Herr de Broglie sich der dankenswerten Mühe unterzog, nach einer ähnlichen Methode Messungen an Zigarettenrauch, dessen Einzelpartikeln bekanntlich ebenfalls elektrisch geladen sind, vorzunehmen. Zur Bestimmung des mittleren Teilchenradius benutzte M. de Broglie die Einsteinsche Formel für die Brownsche Bewegung in Gasen durch photographische Aufzeichnung derselben. Die mittlere Ladung ergab $4{,}5 \cdot 10^{-10}$ abs. elektrostat. Einh.

In einer Abhandlung (Phil. Mag. Februar 1910), die in der Zeit des Fertigstellens meiner Untersuchungen erschien, erwähnt Millikan die vom Verfasser vorliegender Abhandlung in seiner ersten Mitteilung[1]) gebildeten Mittelwertsbildungen und schloß selbst in seiner zitierten Abhandlung auf die Existenz eines unteilbaren Elementarquantums $e = 4{,}6 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., indem er höhere Multipla dieses Wertes, Ladungen kleiner Wassertröpfchen in ionisierten Gasen, dadurch bestimmte, daß er in einem vertikal elektrischen Kraftfeld das Schweben der Tröpfchen mit dem Fernrohre beobachtete und sodann bei ausgeschaltetem elektrischen Feld deren Fallgeschwindigkeit maß.

Millikan faßt sodann diese Messungen zu Gruppen zusammen und schließt auf ein Elementarquantum $e = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., indem er in diesen zusammengezogenen Mittelwerten die Multipla $2e$ bis $6e$ der Elementarladung erblickt. Wenn man jedoch die aus jeder Messung Millikans folgenden Ladungen berechnet, wie dies Verfasser dieses an allen Beobachtungen, die Millikan angibt (sowohl über 1 space wie über 2 spaces) in der Tabelle S. 492 durchgeführt hat, dann überzeugt man sich, daß die Streuung der von Millikan zu Gruppen zusammengefaßten Einzelmessungen selbst vielfach sehr groß ist. Die Beobachtung mit dem Mikroskop würde wohl auch bei diesen Wassertröpfchen nur außerordentlich selten ein Schweben ergeben und fast ausnahmslos deren Fall- oder Steigbewegung im elektrischen Felde. Es sei überdies noch erwähnt, daß Millikan selbst S. 220 die Beobachtung eines Wassertröpfchens angibt, dessen Ladung die von ihm als kleinst ermittelte Elektronenladung um 30 Proz. unterschritt; diesem Umstande wäre vielleicht eine gewisse Beachtung zu schenken gewesen. Es wäre von Interesse zu untersuchen, zu welchem Resultate die vom Verfasser in vorliegender Abhandlung angegebene Methode bei großer Häufung der Statistik an Wassertröpfchen in ionisierten Gasen führen würde. Es bleibt ferner zu erwägen, ob man bei solchen Umständen durch mehr oder weniger dem freien Ermessen überlassenes Gruppieren und sodann durch Division höherer Ladungswerte von 9 bis $26 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. auf einen unteilbaren Elektronenwert überhaupt schließen darf. Ein gruppierendes Zusammenfassen der Einzelwerte zu Mittelwerten erscheint überdies bei solchen Messungen nur dann berechtigt, wenn die Gruppen jene Bedingungen erfüllen, die der Vortragende später bespricht. Das soll jedoch künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Nunmehr ist es dem Vortragenden gelungen[1]), seine in der ersten Mitteilung beschriebene Methode so weit zu verfeinern, daß an jedem Einzelteilchen die Messung der elektrischen Beweglichkeit in steigender Richtung und sodann stets an demselben Teilchen in fallender Richtung die Fallgeschwindigkeit gemessen werden konnte und dies an Teilchen, die nur mehr bei ultramikroskopischer Beleuchtung noch erkenntlich sind, die man bisher als große Ionen bezeichnete. Es schienen kleine Edelmetallpartikel wegen ihrer chemischen Unveränderlichkeit sowie wegen ihres optischen Reflexionsvermögens zunächst sehr geeignet.

Daß der galvanische Lichtbogen imstande

1) Siehe Anm. p. 942.

1) Anzeiger der Wiener Kais. Akademie 21. April 1910. Sitzungsberichte der Kais. Akademie der Wissenschaften, Bd. CXIX Abt. IIa, Mai 1910.

ist, Edelmetalle in Flüssigkeiten zu mikroskopisch bis submikroskopisch kleinen Partikeln zu verteilen, war durch die Bredigsche Methode der Erzeugung kolloidaler Lösungen bereits bekannt. Ein galvanischer Lichtbogen bringt $^1/_2$ cm dicke Edelmetallelektroden zum Glühen und bewirkt die Verdampfung. Die Metallteilchen bleiben in der Luft je nach ihrer Größe stundenlang schwebend, so daß sie aus diesem Gefäße zu einem Zeitpunkt abgesaugt und verwendet werden können, wo die Temperatur dieser Gasmasse sich mit der Temperatur der Umgebung völlig ausgeglichen hatte.

Es dürfte auch besonders wegen der in späteren Abschnitten zu ziehenden Konklusionen von einigem Interesse sein, daß diese Niederschläge einer eingehenden mikroskopischen Untersuchung unterzogen wurden. Dieselben wurden bis an die Grenze des Auflösungsvermögens vorgenommen und der Befund lehrt, daß Teilchen in den verschiedensten Größen kondensiert waren bis zu solchen herunter, die der ultramikroskopischen Größenordnung angehören. Bei der äußersten Vergrößerung war ersichtlich, daß die Teilchen durchaus von der Kugelgestalt nicht wesentlich abwichen; jedes Teilchen, für sich scharf eingestellt, hatte je nach seiner Größe die entsprechende Einstelltiefe. Eine Exzentrizität war bei keinem, weder bei den größeren noch bei den kleineren, innerhalb der Grenzen, in denen das Mikroskop noch Aufschlüsse gibt, zu konstatieren. Es ist jedoch darauf zu achten, daß mehrere in ein Häufchen gruppierte oder aneinander gereihte Teilchen nicht ein Einzelteilchen anderer Form vortäuschen. Der Professor der Mineralogie an der Universität Wien, Cornelius Doelter, war so liebenswürdig, diesen Befund nachzuprüfen und identifizierte sich mit demselben.

Das Ultramikroskop der Zeißschen Ausführung war so montiert, daß die Mikroskopachse selbst horizontal gerichtet erschien und sohin die Vorgänge in einer Vertikalebene zur Beobachtung gelangen. Unmittelbar vor die Linse des Mikroskopobjektivs wurde eine kleine Ebonitküvette montiert, in der ein Kondensator mit horizontalen Platten ein vertikales homogenes elektrisches Feld erzeugte. Die Beleuchtung erfolgte durch das im Zeißschen Katalog ersichtliche optische System; die Beobachtung erfolgte senkrecht auf die Richtung der beleuchtenden Strahlen. Schwererichtung und Richtung des elektrischen Feldes koinzidierten. Senkrecht zu diesen fielen die Strahlen des beleuchtenden Objektivs ein und auf die durch Beleuchtungsrichtung und Schwererichtung definierte Ebene war die Achse des Beobachtungsmikroskops senkrecht montiert. Im Beobachtungsokular IV sind drei kräftige starke Striche aufgetragen, die, bezogen auf das Objektiv C, eine Innendistanz von $102 \cdot 10^{-4}$ cm fixierten. Dabei muß wegen der oft lichtschwachen Objekte stets von Innendistanz zu Innendistanz gemessen werden.

Die Kondensatorplatten waren mit einem Kommutator so in Verbindung gebracht, daß zwischen diesen ein elektrisches Feld beliebiger Spannung erzeugt und daß durch eben diesen Kommutator das Feld in seiner Richtung umgekehrt werden konnte. In einer dritten Ruhestellung des Kommutators waren die beiden Platten kurzgeschlossen. Durch einen Aspirator konnte die Gasmasse angesaugt werden, die durch Sperrung von zwei Hähnen sofort in Ruhe gerät, wofern keine Temperaturdifferenzen der Lufträume gegen die Umgebung vorhanden sind.

Wird nunmehr bei kurz geschlossenem Kondensator die Gasmasse in die Küvette angesaugt, dann gelangt sie durch Sperren der Hähne sofort zur Ruhe und es beginnt eine regelmäßige Fallbewegung der in der Gasmasse suspendierten Partikeln. Zuerst durchfallen die großen und lichtstarken rasch das Gesichtsfeld, dann folgen kleinere, die je nach ihren Größenstufen in verschiedenen Geschwindigkeitsstufen fallen. Dabei kann man fortwährend beobachten, wie die Teilchen je nach ihrer Größe und daher mit ihren Größen entsprechenden abgestuften Lichtstärken aneinander vorbeifallen, wie also die großen die kleineren überholen. Schließlich ist es leicht, bei dem fortwährend an Dunkelheit akkommodierten Auge des Beobachters und bei Abwesenheit von größeren lichtstarken Partikeln ganz kleine lichtschwache Partikeln zu beobachten, die in vertikalen Bahnen gleichförmig und langsam das Gesichtsfeld durchfallen, wobei bei vollständig erschütterungsfreier Anordnung selbst bei diesen kleinen Partikeln höheren spezifischen Gewichtes die Impulse der Brownschen Bewegung wenig bemerkbar erscheinen. Schon die Regelmäßigkeit dieser Fallbeobachtungen gestattet leicht, sich ein Urteil über die Abwesenheit von Luftströmungen zu verschaffen. Bezüglich aller übrigen Vorsichtsmaßregeln sei auf die Originalabhandlung verwiesen.

Das Einschalten eines geeigneten elektrischen Feldes, bei welchem die Kraftrichtung und Richtung des Schwerefeldes in völliger Koinzidenz sind, ändert nun das Bild folgendermaßen. Es gibt erstens Teilchen, die in raschere Fallbewegung der verschiedensten Geschwindigkeitsstufen geraten; zweitens Teilchen, deren Fallbewegung unter Einfluß des elektrischen Feldes eine langsamere wird; drittens gibt es Teilchen, die von dem elektrischen Feld entgegen der Richtung des

Schwerfeldes gehoben werden; viertens können hie und da Teilchen nahezu schwebend beobachtet werden. Ein Ausschalten des elektrischen Feldes unter gleichzeitigem Kurzschlusse des Kondensators sistiert sofort die Beeinflussung und sämtliche Teilchen kehren zu ihrer regelmäßigen Fallbewegung zurück. Sollten bei dieser Umschaltung Teilchen die Einstellebene verlassen, dann weist dies darauf hin, daß die Richtung des elektrischen Feldes nicht völlig vertikal gerichtet ist, ein Umstand, der ohne weiteres durch richtiges Einstellen des Kondensators behoben werden muß.

Nach völliger Beruhigung der angesaugten Gasmasse bei regelmäßiger Fallbewegung der Teilchen in einem Zeitpunkte, zu dem im Gesichtsfelde des Mikroskops nur mehr wenige Partikeln enthalten waren, wurde der ursprünglich kurz geschlossene Kondensator unter geeignete Spannung gesetzt und an einem Chronometer die Zeit gemessen, die ein bestimmtes, mit dem Auge fixiertes Teilchen benötigte, um $102 \cdot 10^{-4}$ cm hoch gehoben zu werden; während das Teilchen noch weiter steigt, wird der Kondensator bei gleichzeitigem Abschalten des Feldes kurz geschlossen, das Teilchen bleibt dann augenblicklich stehen und kehrt sofort seine Bewegungsrichtung um, beginnt eine gleichförmige Fallbewegung, deren Zeitdauer beim Durchfallen derselben Strecke an derselben Stelle des Raumes an einem anderen Chronometer abgestoppt wurde.

Vortragender ist im Begriffe, mit Hilfe eines die Zeit registrierenden Dreihebelstiftschreibers von Siemens & Halske die beschriebene Meßmethode an demselben Teilchen zu wiederholten Malen durchzuführen, um so den zeitlichen Ladungszustand eines und desselben Partikels zu verfolgen. Es gelang dies bis zu viermal und erwies eine ganz außerordentliche Präzision der Methode.

Zunächst erscheint es hinlänglich berechtigt, auf die gleichförmige Bewegung dieser Partikeln die Stokessche Formel der Mechanik, ebenso wie dies bei allen bisherigen Arbeiten erfolgte, anzuwenden. Sollte es dereinst gelingen, diese Formel durch eine Formel der kinetischen Gastheorie zu ersetzen, welche die Bewegung einer geladenen Kugel durch ein Gas aus ihren Prämissen berechnet, dann könnte diese vielleicht mit Erfolg auf vorliegende Messungsversuche angewendet werden. Immerhin glaubt der Verfasser zu der Annahme berechtigt zu sein, daß selbst große Abweichungen der Stokesschen Formel wohl kaum die auffallenden Werte zu erklären vermöchten, die in späteren Abschnitten zur Diskussion gestellt werden.

Betrachten wir also ein kugelförmiges Teilchen vom Radius a und vom spezifischen Gewichte s, das unter dem Einflusse der elektrostatischen Kraft $\mathfrak{E}$ gegen die Erdschwere mit der gleichförmigen Geschwindigkeit v_1 in atmosphärischer Luft vom Reibungskoeffizienten μ gehoben wird, dann berechnet sich die Ladung e und der Radius a nach 1) und 2):

$$e = \frac{18\,\mu^{\frac{3}{2}}\,\pi}{\mathfrak{E}} \frac{1}{\sqrt{2\,sg}} (v_1 + v_2) \sqrt{v_2} \qquad (1)$$

$$a = \frac{3\,\mu^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2\,sg}} \sqrt{v_2} \qquad (2)$$

Um eine leichtere Übersicht über die angemessenen Ladungen zu erhalten, sind die Ladungen als Abszissenwerte eingetragen, so zwar, daß 1 cm $1 \cdot 10^{-10}$ absolute elektrostatische Elektrizitätseinheiten bedeuten. Bezüglich dieser Zeichnung sei verwiesen auf diese Zeitschrift 11. Jahrgang 1910, S. 628.

Der Vortragende möchte erneuert seiner Meinung Ausdruck geben, daß, da die Fehler der Messungen kaum 10 Proz. übersteigen dürften, entweder die Elektronenladung nicht unteilbar ist oder daß die Stokessche Formel für kleine Teilchen nicht gilt. Da jedoch nach eingangs zitierten Untersuchungen für letztere Annahme derzeit kein positiver Anhaltspunkt vorhanden ist, glaubt der Verfasser eher der Anschauung zuneigen zu sollen, daß es in der Natur Elektrizitätsmengen gibt, die die bisher als kleinst und unteilbar gedachte Ladung des Elektrons oder einwertigen Wasserstoffions unterschreiten. Würde man dagegen an der Unteilbarkeit der Elektronenladung festhalten, dann müßten durch Zugrundelegung der Stokesschen Formel bei den kleinen Teilchen Werte resultieren, die sehr wesentlich abweichen.

Jedoch auch diese Annahme würde noch nicht ausreichen, weil auch an Teilchen jener Größenordnung, wo die Anwendung der Stokesschen Formel oft auf die einwertige und höhere als die Ionenladung führt, Ladungen gemessen wurden, welche die Elektronenladung unterschritten, das heißt, daß die kleinsten Ladungen wohl vielfach, jedoch insbesondere bei vorgeschrittener Entladung der Partikeln nicht durchaus an die nach der Stokesschen Formel und übrigens auch nach der Intensität des von ihnen zerstreuten Lichtes im Ultramikroskop als kleinst erkannten Massen gebunden scheinen. Die Dichte der Teilchen wurde der Dichte der

bezüglichen Edelmetalle gleichgesetzt. Auch wenn man trotz Trocknung der Luft bei so subtilen Versuchen mit der Möglichkeit rechnete, daß geringfügige Kondensation auf den Metallpartikeln deren mittlere Dichte erniedrigen oder eine Oxydation der Metalle eingetreten wäre, so könnte das wohl ein Zusammenschieben der Werte bewirken, es wäre jedoch hierin kein ausreichender Erklärungsgrund der kleinen Werte zu erblicken; um diese zu erklären, müßte die Dichte der Einzelpartikeln die Dichte des Wassers erheblich unterschreiten.

Verfasser möchte der Anschauung zuneigen, daß in Anbetracht der sicherlich 10 Proz. nicht übersteigenden Messungsfehler sowie in Würdigung aller übrigen in dieser Abhandlung bereits vorgebrachten Argumente, die an Einzelteilchen vorgenommenen Ladungsmessungen zu erweisen scheinen, daß es in der Natur Elektrizitätsmengen gibt, die die unteilbar gedachte Ladung des einwertigen Wasserstoffatoms oder Elektrons unterschreiten. Es scheint immerhin aber auch eine gewisse stärkere Gruppierung um das bisher als kleinst gedachte Elektrizitätsatom zu bestehen und auch beim Doppelten dieses Wertes sind mehr Werte zu verfolgen. Aber die Abweichungen von diesen Werten überschreiten die Versuchsfehler. Ob dieses Wiederauftauchen der als einwertige Ionenladung bezeichneten Stelle wirklich allein auf die atomistische Struktur der Elektrizität zurückzuführen ist, ob da nicht Gründe elektrokapillarer thermodynamischer oder derzeit noch unbekannter Natur wesentlich im Spiele sind, scheint dem Verfasser zumindest einer genauen Durchforschung nötig, die er später versuchen wird. Es wäre auch naheliegend zu denken, daß gleichartige Erzeugung und gleichartige Verhältnisse auch selbst schon Gleichartigkeiten der Ladungswerte, d. h. Gruppierungen bedingen könnten.

Er möchte meinen, daß, wenn ein unteilbares Elektrizitätsatom vorhanden ist, dieses scheinbar kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ absolute elektrostatische Einheiten sein müßte. Ob überhaupt ein solches existieren kann, erhofft er aus weiterer Fortsetzung dieser Statistik entnehmen zu können, denn da Teilchen beiderlei Ladungen existieren, so muß auch deren Differenzladung in der Natur als bestehend angenommen werden. Nur wenn also diese Gruppierungen weiter wachsen sollten und auch bei Variation aller Versuchsbedingungen, bei Variation der Erzeugungsweise und bei verschiedenen Materialien stets an derselben Stelle verbleiben, nur wenn ferner diese Gruppierungen sich nach dem Fehlerverteilungsgesetze um den Elektronenwert und um jedes der Vielfachen verteilen und mit zunehmender Zahl der Beobachtungen stets deutlicher hervortreten und sich nicht verwischen, nur also wenn in diesen ein Naturgesetz zu erblicken ist und nicht der charakteristische Ausdruck zufälliger Häufungen, wäre ihnen Bedeutung beizumessen; dann müßte man daran gehen, für die zwischen den Elektronenwerten und für die Ladungen, die kleiner sind als die Elektronenladung, befriedigende Erklärungen zu suchen.

Allerdings möchte der Vortragende an dieser Stelle bemerken, daß er die kleinen den Elektronenwert beträchtlich unterschreitenden Ladungen als zweifellos sichergestellt hält.

Nach der vom Vortragenden angegebenen Methode hat Herr Karl Przibram in Wien sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, Ladungsbestimmungen an Einzelteilchen von Nebeln vorzunehmen[1]). Die Versuchsanordnung ist bis auf den Umstand, daß Przibrams Kondensator einen größeren Hohlraum hatte und daher nicht unmittelbar vor der Frontlinse aufgesteckt war, sowie, daß insbesondere die Ultramikroskopie meiner Anordnung durch eine Art Dunkelfeldbeleuchtung ersetzt war, im wesentlichen die gleiche.

Besonderes Interesse erregen 1000 Messungen, die K. Przibram an jenen Nebeleinzelteilchen vorgenommen hat, die entstehen, wenn feuchte Luft über ein Stück weißen Phosphors geblasen wird. Fig. 2 gibt eine Verteilungskurve für die 1000 unter besonders verschärften Bedingungen gemessenen Werte. Es wurden zunächst die ersten 100 Werte eingetragen und die Verteilungskurve mit dem Intervall $1 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. konstruiert (erster niedrigster Linienzug). Hierauf wurden weitere 100 Werte eingetragen und die Verteilungskurve konstruiert und so weiter, bis die äußerste höchste Kurve die Verteilung für alle 1000 Werte angibt. Über die jeweilige Lage der Maxima kann man sich durch die Verteilungskurven selbst ein Urteil bilden. Während bei einer geringen Zahl von Werten gewisse Gruppierungen vorhanden zu sein scheinen, verwischt sich das erste bei $4{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. befindliche Maximum, sobald über 500 Werte aufgetragen wurden; die letzte

1) Diese Zeitschr. 11, 630, 1910.

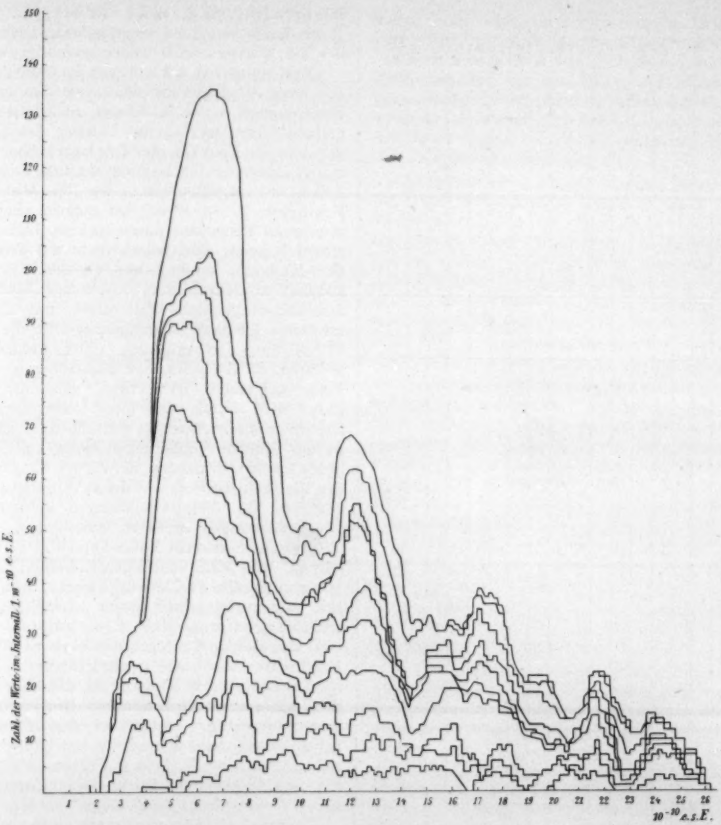


Fig. 2.

Kurve läßt nur mehr einen stark hervortretenden Höchstwert bei $7 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., ein schwächeres Extrem bei $12{,}1 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., ein noch schwächeres bei $17{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. erkennen. Aus den schwach angedeuteten Extremen zwischen 19 und 20, und schließlich unter 24 dürfte wohl kaum etwas geschlossen werden können. Etwas ausgeprägter scheint es unter 22 zu sein.

Die Häufungsstellen haben an verschiedenen Tagen nicht dieselbe Lage, sondern sind vielmehr bisher unaufgeklärten Schwankungen unterworfen. Um dies zu zeigen, hat sich K. Przibram der Mühe unterworfen, die Einzelwerte nach Tagen geordnet aufzutragen. Es folgt dies in Figur 2, in welcher 1 Teilstrich der Abszisse $1 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. bedeutet. Fallen mehrere Werte an dieselbe Stelle, dann ist dieser Umstand durch eine Ziffer über dem Striche erkenntlich.

Bei der geringen Zahl der auf eine Reihe entfallenden Werte lassen sich die Häufungsstellen nicht durchaus feststellen. Die plausiblen Dichtevariationen zwischen der Dichte des Wassers und der Dichte reiner phosphoriger Säure können die sicher beobachteten Werte, die beträchtlich kleiner als das bisher angenommene Elementarquantum der

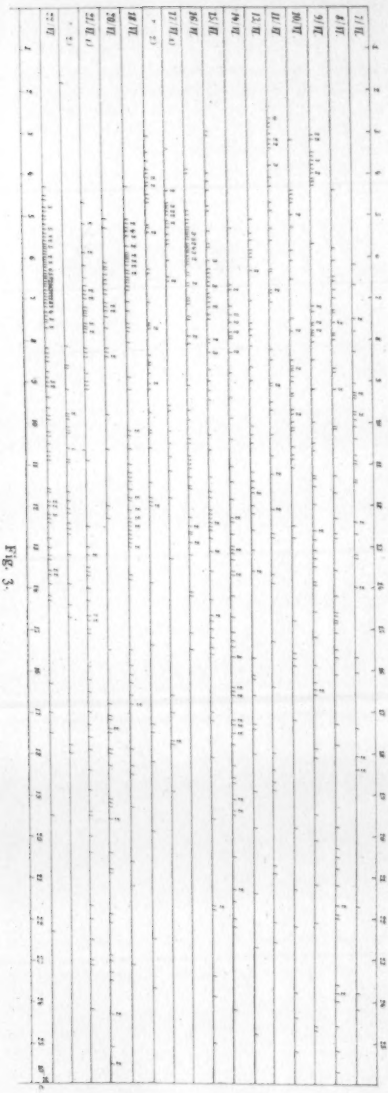


Fig. 3.

Elektrizität sind, nicht erklären, da deren Wert durch Annahme einer höheren Dichte als der des Wassers noch weiter erniedrigt würde.

Przibram hat auch, bevor der Vortragende mit einer Registrieruhr den vorerwähnten Ladungszustand eines Teilchens zu messen begonnen hatte, um so die Ladung des Einzelpartikels als Funktion der Zeit anzugeben, zweimalige Messung der Ladung ein und desselben Teilchens vorgenommen. Die im Mittel bei Przibram zu 12 Proz., bei meinen eingangserwähnten Versuchen unter 10 Proz. bleibenden Abweichungen, sind jedoch nicht auf Streuung der Methode, sondern auf ein Umladen der Partikel zurückzuführen. Derartige Ladungsänderungen genügen aber nicht, um die gemessenen kleinsten Ladungen, welche die Elektronenladung so erheblich unterschreiten, zu erklären, da die zeitweilige Entladung eines im Felde steigenden, einwertigen, geladenen Teilchens sich durch das Herabfallen desselben äußern müßte. Auch bei den höheren Ladungswerten können Umladungen wohl auch eine befriedigende Erklärung der Abweichungen von den Elektronenwerten und deren Vielfachen nicht abgeben, da diese Umladungen zufolge der Doppelmessungen zu selten vorkommen.

Der experimentelle Befund von K. Przibram stimmt mit dem meinigen überein: Häufungen gewisser Ladungswerte, über die ich mir noch nicht ganz klar bin, Abweichungen von der Elektronenladung und deren Vielfachen, die sich nicht auf Fehler der Methode zurückführen lassen, namentlich auch Ladungen, die den Wert des Elementarquantums beträchtlich unterschreiten. Auch bei den Phosphornebelpartikeln habe ich solche sehr häufig völlig sicherstellen können, dazu an Teilchengrößen, für die die Gültigkeit der Stokesschen Formel bisher widerspruchslos festgehalten wurde.

Derzeit würde der Vortragende meinen, daß es in der Natur außer den bereits bekannten Ladungen um die als ein- und mehrwertige Ionen bekannten Größen noch andere Ladungswerte zwischen diesen gibt, die in der Natur als bestehend angenommen werden müßten, und überdies Elektrizitätsmengen, die nur einen Bruchteil der bisher als unteilbar gedachten Elektronenladung tragen. Nach dem derzeitigen Stande seiner Untersuchung hat es den Anschein, als ob ein unteilbares Elektrizitätsatom in der Größenordnung 10^{-10} absolute elektrostatische Einheiten in der Natur als nicht bestehend angenommen werden müßte. Verfasser war nicht imstande,

diese Versuche unter Aufrechthaltung der Grundhypothesen der Elektronentheorie zu erklären.

Vielleicht gelingt es jedoch einem Fachgenossen, eine andere Deutung bereits vorliegender Versuchsergebnisse oder eine andere Aufklärung zu geben, welche keine Modifikation der derzeit üblichen Anschauung über das Wesen und die Ladung des Elektrons, beziehungsweise über die Struktur der Elektrizität erfordern würde.

Diskussion.

Sommerfeld: Ich möchte das Resultat einer kleinen Rechnung mitteilen, die ich im Anschluß an dieses wichtige Problem ausführte. In einer seiner Publikationen hat der Herr Vortragende selbst auf die Möglichkeit hingewiesen, daß das Teilchen nicht die Symmetrie einer Kugel hat. Nun läßt sich folgendes zeigen: Wenn das Teilchen plattenförmig ist (etwa ein abgeplattetes Ellipsoid), so daß eine Dimension des Teilchens der $n$te Teil des andern ist — und der Einfachheit halber will ich n groß annehmen —, so würde der Wert, den man nach der gewöhnlichen Stokesschen Formel für e berechnen würde, $\sqrt{n}$ mal zu klein werden. Wenn das Teilchen stabförmig ist, derart, daß eine Dimension n mal so groß ist wie die beiden anderen, so würde sich — wieder bei großem n — sogar der Faktor $n/\log n$ ergeben, d. h. man würde, wenn in diesem Falle mit der Stokesschen Formel für Kugeln rechnet, den Wert von e der Größenordnung nach n mal zu klein finden, ich weiß nicht, ob dadurch die Schwierigkeit aufgelöst wird.

Vortragender: Allerdings habe ich diese Diskussion schon selbst durchgeführt und ich glaube nicht, daß sie die Differenzen löst. Es kann sich höchstens um geringfügige Abweichungen von der Kugelgestalt handeln und diese sind den Berechnungen in meiner Abhandlung zugrunde gelegt, also der Grenzfall für sehr kleines n. Auch ist nicht anzunehmen, daß ein Wassertröpfchen eine ellipsoidische Form hat, und auch bei Wassertröpfchen erhalte ich dieselben Resultate. Ich erinnere an Phosphornebel.

Sommerfeld: Ist der flüssig gewesen?

Vortragender: Ja, vollkommen. Versuchen Sie übrigens Silber unter günstigen Bedingungen zu verdampfen und schauen Sie die Teilchen an der Grenze der Sichtbarkeit im Mikroskope an, so können Sie sich überzeugen, daß diese Kondensationsprodukte fast vollkommen kugelförmig sind. Für die Wasserteilchen und Nebelteilchen muß man auch annehmen, daß sie kugelförmig sind. Übrigens müßte derselbe Einwand auch auf die Arbeiten von Thomson und Wilson ausgedehnt werden, denn der Unterschied zwischen meiner Arbeit und ihren Arbeiten, insbesondere aber der Arbeit von Townsend ist prinzipiell der, daß jene eine Gesamtzahl von Teilchen, eine Wolke, beobachtet haben, ich aber die Einzelteilchen.

Bestelmeyer: Meines Wissens erwähnten Sie (zum Vortragenden) selbst in einer Ihrer Veröffentlichungen die Möglichkeit von Strömungen im Gase[1]). Das durch die Kondensatorplatten erzeugte Feld ist nicht homogen. Da nun im Gase Ladungen vorhanden sind, bekommt man theoretisch eine Strömung. Ob diese innerhalb der Grenze der Beobachtbarkeit liegt, kann ich allerdings nicht entscheiden.

Vortragender: Das Feld im durchleuchteten Teile des Kondensators ist unbedingt als homogen zu bezeichnen. Die Strömungen sind nicht vorhanden, ich verweise auch auf die Resultate von Przibram, die sich trotz verschiedener Kondensatoren mit den meinigen decken. Ich glaube nicht, daß in Strömungen irgend etwas zu finden ist, was diesen Widerspruch hervorruft.

Meyer: Kann es nicht sein, daß die Teilchen teilweise auf ihrem Wege neutralisiert sind? Ich schließe das aus einer Bemerkung in Ihrer Arbeit in der Physikalischen Zeitschrift[2]), in der Sie sagen, daß ein Teilchen sich auf seinem Wege umgeladen hat.

Vortragender: Es ist denkbar, daß dadurch gewisse Ladungsschwankungen vorgetäuscht werden, aber die erheblichen Abweichungen können dadurch nicht aufgeklärt werden. Ich werde, indem ich zum Beispiel zehnmal hintereinander an demselben Teilchen die Messung durchführe, das völlig eliminieren können. Bei Teilchen, die sehr kleine Ladung tragen, genügt auch die Annahme einer Entladung nicht, da die zeitweilige Entladung eines im Felde steigenden einwertig geladenen Teilchens sich durch das Herabfallen desselben äußern müßte. Diese Teilchen stiegen aber gleichförmig ganz langsam in die Höhe, wobei der Vorgang oft 20 Sekunden andauerte. Zufolge der an demselben Teilchen ausgeführten Doppelmessungen scheint hierin auch kein ausreichender Erklärungsgrund für die Abweichungen von den Vielfachen des Elektrons gelegen zu sein.

1) Anmerkung des Vortragenden bei Korrektur: Erscheint mir irrtümlich, da Abwesenheit von Strömungen nachgewiesen. Wiener Sitzungsberichte Bd. CXIX, Abt. IIa, Mai 1910, S. 857.

2) F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. 11, 630, 1910.

Meyer: Ich meine, ein Teilchen könnte eine größere Ladung als ein Elementarquantum tragen und zeitweise neutralisiert sein. Da kann ja dann jede mögliche Ladung herauskommen.

Vortragender: Es ergibt sich eine äußerste Gleichförmigkeit des zur Beobachtung gelangenden Vorganges; im Gegenteile, die Methode wird gestatten, aus den Bewegungsänderungen auf etwaige Ladungsänderungen zu schließen.

Meyer: Daraus ist nichts mit Sicherheit zu schließen, denn Sie messen ja nur die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens, und die Streuung dieses Mittelwertes kann im allgemeinen klein sein.

Vortragender: Wenn man ein verdampfendes Teilchen fallen läßt, sieht man, wie es immer langsamer und langsamer fällt. Aus der Bewegung kann man auf das Verdampfen schließen. Ebenso kann man, wenn ein Teilchen mehrmals hintereinander gehoben wird, durch Zunahme der Hebzeiten auf eine Entladung schließen. Nebelteilchen verdampfen und ich glaube, auch diese Phänomene wird man am Einzelteilchen genauer studieren können.

Meyer: Beim Verdampfen ist der Prozeß anders, weil er da in derselben Richtung vor sich geht. Aber bei einem fortwährenden teilweisen Aufladen und Neutralisieren hat man einen vollkommen ungeordneten Vorgang.

Vortragender: Mit einer registrierenden Uhr bestimme ich die Funktion, die zwischen der Ladung und der Zeit besteht; man kann das ziemlich gut angeben. Ich bin jetzt eben bei solchen Beobachtungen, habe aber von den Werten bisher erst 10 Serien ausgerechnet.

Siedentopf: Über die Form der Teilchen habe ich noch einige Bedenken. Bei der elektrischen Zerstäubung von Metallen bilden sich wahrscheinlich lineare Teilchen, ich erinnere an die Experimente von Braun, der polarisierte Spiegel erhielt. Auch bei sich kondensierenden Nebeln ist ein solcher Verdacht nicht ausgeschlossen. Bei einem Phosphornebel könnte ich mir denken, daß die Teilchen stabförmig angeordnet sind. In den Berichten der Deutschen Chemischen Gesellschaft (1910, S. 692) habe ich angegeben, daß allein durch die Belichtung im Ultramikroskop sternförmige Teilchen entstehen. Es wäre also denkbar, daß durch einen Photoeffekt z. B. die nachgewiesene partielle Zersetzung des Wassers durch Licht neue innere Kräfte sogar in Wassertröpfchen frei werden, die formändernd wirken.

Nachtrag zur Korrektur. Der Herr Vortragende hatte die Liebenswürdigkeit, mir in Königsberg und bald darauf im Wiener Physikalischen Institut seine Experimente vorzuführen. Ich bestätige daraus den Befund, daß es sich z. B. bei Silber um sog. normale Beugungsscheibchen handelte. Falls die ultramikroskopischen Silberteilchen Dr. Ehrenhafts ausgeprägt blättchenförmig oder stäbchenförmig wären, würde man infolge von Drehungen beim Fallen ein Funkeln erwarten müssen, da die Sichtbarmachung linearer ultramikroskopischer Teilchen vom Azimut der Beleuchtung abhängen wird. Ein solches Funkeln ist mir nicht aufgefallen, trotzdem ich besondere Aufmerksamkeit bei der Beobachtung hierauf verwendete.

Vortragender: Sie werden ja die Teilchen selbst anschauen können. Es handelt sich diesfalls nicht um Phosphorteilchen, sondern um Wassertröpfchen, die höchstens mit phosphoriger Säure untermischt sein können. Bei Wassertröpfchen werden sich sicher alle Einwände ausschließen lassen. Es ist natürlich sehr schwer, zu behaupten, daß alle Silberteilchen kugelförmig in mathematischem Sinne waren, aber bei Silberteilchen hat Prof. C. Dölter in Wien den Niederschlag nachgeprüft und mir zu Protokoll gegeben, daß er bei größeren und bis an die Grenze der Sichtbarkeit Kugelteilchen gesehen.

Kalähne: Die Erklärung von Prof. Sommerfeld läßt sich vielleicht auch auf Flüssigkeitsnebel anwenden. Bei Wasserteilchen und überhaupt bei Flüssigkeitströpfchen könnte man annehmen, daß zwei oder mehrere solcher geladener oder ungeladener kugelförmiger Tröpfchen sich aneinander ketten, ohne sofort zusammenzufließen. Das ist bei größeren Tröpfchen möglich und es könnte auch bei kleinen geschehen. Dadurch würden stabförmige Gebilde entstehen und es dürften sich dann die abweichenden Werte erklären.

Vortragender: Dieser Ansicht bin ich nicht. Überdies kann man bekanntlich im Ultramikroskope ein Zusammenballen der Teilchen bei anderen Vorgängen leicht beobachten. Ich habe ähnliches auch schon bei anderen Vorgängen publiziert, bei Zinkwolle sind solche Ketten oder Zusammenballungen zu beobachten, diese müßten natürlich von den Messungen ausgeschlossen werden.

Grisson: Überall können wir beobachten, daß in der Bewegung alle Körper sich ordnen, einerseits nach dem Größenunterschied ihrer Volumina und andererseits nach dem Größenunterschied ihrer Einteilvolumina (Dichte)[1]. Sobald Sie an den Kondensatorelektroden einen Spannungsunterschied anlegen, so erzeugen sie in dem beobachteten Raum eine Bewegung und die Körper ordnen sich zunächst nach den genannten Verhältnissen ein. Wenn nun der geringste Temperaturunterschied eintritt, so ändern sich

1) s. Grisson, Einheitliches Naturgesetz. Berlin 1909.

die Körpervolumina und die Einteilvolumina der Teilchen in verschiedenem Grade und dadurch würde sich erklären, daß ein Körperchen, das zunächst gefallen ist, plötzlich wieder gehoben wird. Eine Temperaturänderung aber wird durch die Belichtung der Gaskörper auf jeden Fall herbeigeführt, denn wir haben es ja mit Gasnebel zu tun, die in der Luft schwimmen.

Vortragender: Die Flüssigkeitsnebelteilchen fallen alle, wenn das Feld nicht eingeschaltet ist. Wenn es eingeschaltet wird, so fällt ein Teil der Teilchen, ein anderer Teil der Teilchen steigt in die entgegengesetzte Seite mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Sie werden vom Felde entgegen der Erdschwere gehoben, andere Teilchen fallen je nach ihrem Vorzeichen der Ladung rascher oder langsamer.

Grisson: Dieses würde meine Ausführungen bestätigen. Ich wiederhole aber noch einmal, daß durch eine Temperaturveränderung die Körpervolumina und Einteilvolumina in verschiedenem Grade geändert werden, wodurch sehr wohl erklärt werden kann, daß ein Teilchen zunächst fällt und dann wieder ansteigt.

Vortragender (zeichnet auf der Tafel): Wenn Sie hier im Kondensator kleine geladene Teilchen haben, und Sie schalten ein Feld an — ich nehme hier positiv und da negativ an —, so wandern die positiven Teilchen nach oben, die negativen nach unten, beziehungsweise der Vorgang spielt sich ab, wie ich früher erklärt habe.

Grisson: Es wandern unter sonst gleichen Bedingungen immer die Körper mit dem jeweils kleineren Volumen bzw. Dichte nach dem positiven Pol und die mit dem größeren Volumen bzw. Dichte nach dem negativen Pol.

Vortragender: Das ist mir unverständlich.

Born: Ist bei den fallenden Teilchen eine deutliche Brownsche Bewegung zu beobachten?

Vortragender: Ich möchte an diese Frage eine prinzipielle Bemerkung anschließen. Es erscheint mir richtiger, Beobachtungen über die Brownsche Bewegung bei vertikalem Gesichtsfelde des Mikroskops zu machen, ich verweise auf einen diesbezüglichen Vorschlag in meiner Originalabhandlung. Bei horizontalem Gesichtsfelde des Mikroskops, so wie bisher alle Studien über die Brownsche Bewegung gemacht wurden, könnte leicht das Herabfallen der Teilchen, das nach meiner Erfahrung stets stattfindet, Bewegungen vortäuschen, die nicht auf die Brownsche Bewegung zurückgehen.

Born: Ich möchte an die Existenz der Brownschen Bewegung, die sich der regelmäßigen Fallbewegung überlagert, einen Versuch zur Erklärung knüpfen. Das Gas ist gewiß etwas ionisiert. Wenn man nun bei einem solchen ionisierten Gas ein elektrisches Feld anlegt, so muß die Brownsche Bewegung gerichtet werden; denn da die Masse und Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen verschieden ist, wird der von den Stößen der Ionen auf das Teilchen ausgeübte Impuls in der Feldrichtung einen andern Wert haben, als in der entgegengesetzten Richtung, und das muß die Folge haben, daß in Summa ein Bewegungsmoment auf die Teilchen ausgeübt wird, das mit der Feldrichtung sich umkehrt und die Ladung der Teilchen vortäuscht. Ich habe allerdings nicht versucht, die Größe dieser Wirkung abzuschätzen.

Vortragender: Das glaube ich nicht; denn dann müßten auch die Resultate von Thomson, Wilson und Townsend durch die Brownsche Bewegung zu erklären sein, denn im Prinzip ist mein Verfahren nichts anderes, als die konsequente Übertragung auf die Einzelteilchen. Die Regelmäßigkeit, mit der ein Teilchen durch Umschalten des Kommutators hin- und hertransportiert werden kann, dürften jedoch diesen Einwand völlig entkräften.

Kaufmann: Herr Born will also, wenn ich richtig verstanden habe, das Gas unabhängig von den hineingebrachten Partikelchen als ionisiert ansehen, und durch die Anlegung des Feldes soll eine Wirbelbewegung des ionisierten Gases entstehen, die an sich schon ein ungeladenes Teilchen erfaßt, so daß diese Bewegung sich auf die anderen überlagert. (Born bestätigt das.) Dann möchte ich noch eines fragen. In die ganze Berechnung geht doch auch die Dichte des betreffenden Körpers ein. Die Rechnung setzt also voraus, daß es sich um einen homogenen Körper handelt. Es wird zum Beispiel die Dichte des Silbers bei der Rechnung eingesetzt. Nun ist aber das Verhältnis der Oberfläche zum Volumen bei so kleinen Körpern ein sehr extremes. Es wäre daher möglich, daß für die Dichte Änderungen durch adsorbierte Oberflächenschichten, die bei einem voluminösen Körper keine Rolle spielen, hier in Frage kommen, so daß also für die Dichte ein anderer Wert einzusetzen wäre.

Vortragender: Bei den kleinsten Ladungswerten würde, wenn ich nicht die Dichte des Metalls, sondern die des Wassers einsetze, weil die Dichte nur in der Wurzel eingeht, dies nicht ausreichen, die Unterschreitungen der Elektronenladung zu erklären. Auch diesfalls würden die kleinsten Elektrizitätsmengen nur einen Bruchteil der Elektronenladung betragen. Ich kann

natürlich nicht dafür gut stehen, daß alle Teilchen, die ich gemessen, durchaus wirklich Metallteilchen waren, man denke an die große Schwierigkeit der Trocknung. Nimmt man aber eine andere Dichte, so kann es höchstens die des Wassers sein, denn leichter als das Wasser ist das spezifische Gewicht der Teilchen wohl kaum anzunehmen. Durch eine einfache Rechnung kann man sich überzeugen, daß diese Adsorptionen keine wesentliche Rolle spielen dürften.

Planck: Da von den Voraussetzungen so viel gesprochen ist, will ich noch eine Voraussetzung erwähnen, die mir wichtig zu sein scheint und noch nicht erwähnt ist, nämlich die Gültigkeit der Stokesschen Formel. Dieselbe beruht doch auf der Voraussetzung, daß die Flüssigkeit an der suspendierten Partikel haftet. Bei so kleinen Teilchen dürfte man wohl nicht annehmen, daß die Flüssigkeit an dem Teilchen haftet.

Vortragender: Ich bemerke, daß ich auch bezüglich dieser Frage auf meine Arbeit verweisen kann. Vor allem liegt die Stokessche Formel allen bisherigen experimentellen Arbeiten, auf Grund deren wir den Elektronenwert festlegten, zugrunde. Bezüglich der kleinen Teilchen aber verweise ich auf eine jüngst in England erschienene Arbeit von E. Cunningham. Dieselbe besagt, daß für Kugelradien von 7 mal 10^{-6} bis 1 mal 10^{-5} cm sich aus der Stokesschen Formel Geschwindigkeiten errechnen, die bloß die Hälfte der wirklichen betragen. Es ist also durchsichtig, daß die hier an den kleinen Teilchen erschlossenen Ladungen in der Natur noch kleiner sind. Überdies habe ich es mir zur Aufgabe gestellt, die Stokessche Formel vollständig durch empirische Formeln zu ersetzen. Przibram hat, um etwaige diesbezügliche Fehler der Methode aufzudecken, einen Metalldraht in die Küvette hineingeschoben und er konnte dann sehen, wenn er den Metalldraht in seiner Längsrichtung verschob, wie die Teilchen in der Umgebung des Drahtes mit hin- und herwanderten und sohin die Luftschichten als anhaftend zu bezeichnen sind. Ich habe das selbst noch nicht gesehen, aber Przibram hat es mir mitgeteilt. Er glaubt, daß sich da noch Verschiedenes über die innere Reibung der Gase wird aussagen lassen. Jedenfalls betrachte ich die ganzen Fragen noch keineswegs für völlig abgeschlossen, wenn ich auch die die Elektronenladung stark unterschreitenden Werte als sicherstehend bezeichnen möchte.

E. Meyer, Über die Struktur der γ-Strahlen; vgl. Sitzungsberichte der kgl. preuß. Akademie der Wissenschaften, S. 647, 1910.

Erich Marx (Leipzig), Zweite Durchführung der Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen. Mit 2 Tafeln (XXV u. XXVI).

Die Arbeit, über die ich hier kurz referieren will, ist bereits ausführlich als Abhandlung der K. S. Gesellsch. d. Wissensch.[1]) erschienen.

Der Zweck der Arbeit ist ein doppelter. Es soll erstens das Problem auf neuem, unabhängigem Wege unter Vermeidung einer Nullmethode gelöst werden, zweitens soll unabhängig durch absolute quantitative Messung die theoretische Auffassung des Apparats der früheren Nullmethode auf ihre Richtigkeit geprüft werden. Die neue Methode ermöglicht dies sehr einfach bei Änderung des Drucks.

Die Idee, die der Geschwindigkeitsmessung zugrunde liegt, ist genau die gleiche, wie früher (Fig. 1 und 2).

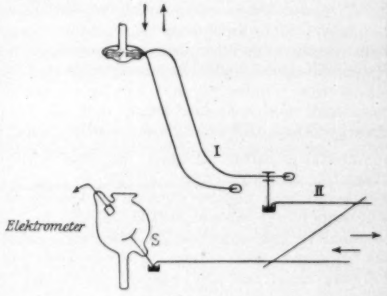


Fig. 1.

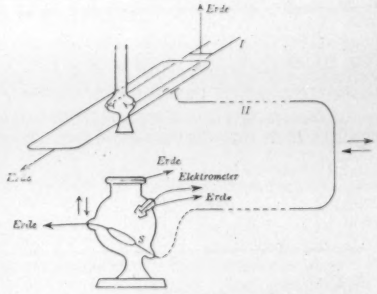


Fig. 2.

Zwei kohärente Züge elektrischer Wellen wirken aufeinander ein, und zwar nicht direkt, sondern auf dem Wege, daß der eine Wellenzug (I) periodische X-Strahlen erzeugt, der

1) Abh. d. K. S. Ges. d. Wiss. **32**, 81—159, 1910.

zweite (II) eine in evakuiertem Gefäß befindliche Elektrode in Schwingungen versetzt. Die vom Wellenzug (I) erzeugten Röntgenstrahlen müssen, um zu der Elektrode S zu gelangen, einen gewissen Weg zurücklegen, der bestimmt ist durch die Entfernung der Antikathode von der schwingenden Elektrode.

Andererseits muß der Wellenzug II einen Weg längs eines Drahtes durchlaufen, um zur Elektrode zu gelangen.

Die Geschwindigkeitsmessung ist im Grunde ein Interferenzexperiment: Der Wellenzug I interferiert (in Röntgenstrahlen verwandelt) mit dem Wellenzuge II, welcher die Elektrode S in Oszillation versetzt. Die Änderung des Weges von I läßt sich in bezug auf das Antreffen einer bestimmten Phase des Wellenzuges II, durch Änderung des Weges von II kompensieren. Geht der Weg von II längs gerader Drähte, so schreitet die Elektrizität längs desselben mit Lichtgeschwindigkeit fort. Das Verhältnis der Wegänderungen von I zu den Wegänderungen von II ergibt demnach auch das Verhältnis der Fortschreitungsgeschwindigkeiten der Röntgenstrahlen zur Lichtgeschwindigkeit.

1. Die Durchführung dieser Idee geschah in der ersten Arbeit, deren Bedingungen sich hier durch eine unabhängige Anordnung wiederherstellen lassen, nach dem Schema der Fig. 1.

Hier erzeugt der Wellenzug I in der kleinen Röntgenröhre periodische Röntgenstrahlen. Die Wellenerzeugung besorgt ein Lechersches System, dessen Brücke Kapazitätskopplung hat.

Die Wegänderung der Röntgenstrahlen erfolgt durch Verschieben der Röntgenröhre; der Empfänger bleibt fest. Die Kompensation der Wegzeit geschieht durch die „Brücke", durch Veränderung der Drahtlänge, die von der Kopplungsstelle zur Elektrode S führt Die Kohärenz des Wellenzuges II mit dem Wellenzug I ist erreicht durch Kapazitätsflaschenkopplung, die direkt an den Lecherschen Drähten angebracht ist. Im Empfänger ist Druck von der Größenordnung von 1 mm. Er muß eingestellt werden nach der Härte der Strahlen.

Die Methode beruhte nun auf folgendem: Wird das Gas im Empfänger von Röntgenstrahlen getroffen, so entstehen positive und negative Elektrizitätsträger. In Statu nascendi sind die negativen nicht Ionen, sondern Elektronen. Ist zur Zeit des Eintreffens der Röntgenstrahlen die Elektrode negativ, so werden die erzeugten Elektronen elektrostatisch von der schwingenden Elektrode abgestoßen. Das Feld ist bei der Methode I in früherer Anordnung, während 45 cm Lichtzeit abstoßend an der Elektrode gerichtet, bei der neuen Anordnung während 63 cm Lichtzeit; die Spannung ist annähernd 4000 Volt. Die hierdurch den Elektronen erteilte Beschleunigung bewirkt 1 : 8,4 Lichtgeschwindigkeit. Also würden sie während 40 cm Lichtzeit einen Weg von 4,7 cm zurücklegen. Der Faradayzylinder ist nur 3 cm von der Elektrode entfernt. Folglich: Während der Dauer der Phase eines Vorzeichens wird das ganze Volumen zwischen Faradayzylinder und Elektrode derart von Elektronen gesäubert, daß der folgende Schwingungszustand im Volumen keine Elektronen mehr antrifft. Das gleiche gilt ceter. par. (Fig. 4) bei positiv angetroffener Elektrode, nur findet dort statt Abstoßung natürlich

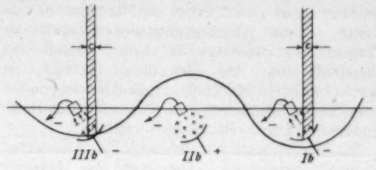


Fig. 3.

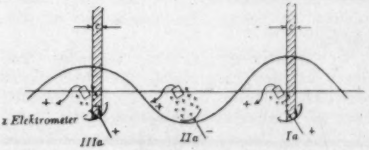


Fig. 4.

Anziehung statt. Dem ionisierten Volumen wird die negative Elektrizität entzogen, die positiv zurückbleibenden Gasreste teilen ihre Ladung dem Faradayzylinder durch Diffusion mit.

Wird also die Elektrode negativ angetroffen, so lädt sich der Faradayzylinder negativ auf, wird sie positiv angetroffen, so lädt er sich positiv.

Die Methode besteht darin, die elektrometrische Null auf der Brücke (Fig. 1) einzustellen, die Verschiebung der Röntgenröhre vorzunehmen und von neuem die Null einzustellen. (Die eingehendere Theorie, vgl. Ann. IV, **28**, 37, 1909.) Die polare Auslösung, die bei stark negativ angetroffenem Potential, also außerhalb der Null, stattfindet, kommt für diese Methode bei der Messung also gar nicht in Betracht[1]).

Ein Nachteil dieser Methode besteht nun darin, daß der erforderliche Ionisationszustand einen Gasdruck im Empfänger notwendig macht,

1) Vergl. Ann. d. Phys. IV, **28**, 53, 1909.

der ceter. par. von der Härte der Röntgenstrahlen, also vom Druck im Röntgenrohr abhängt. Diese „Abstimmungsnotwendigkeit der Vakua", die allerdings im letzten Grunde die Empfindlichkeit der Einstellung bedingt, ist zweifelsohne ein Nachteil, da die Messung selbst eine Kontrollbestimmung auf Konstanz des maßgebenden Druckverhältnisses erfordert.

2. In der neuen Anordnung, Fig. 2, ist dieser Nachteil vermieden. Hier wird zur Messung derjenige Auslösungseffekt benutzt, der bei der Methode I für die Einstellung der Null überhaupt nicht, sondern lediglich außerhalb der Null in Betracht kam. Die Röntgenröhre bleibt fest, und der Empfänger wird verschoben. Das Lechersche System hat geerdete Brücke. Die Kopplung der Meßbrücke mit dem Röntgenröhrenkreis geschieht nicht direkt von den Drähten aus, sondern über einen Zwischenkreis. Dieser Zwischenkreis ist absolut metallisch geschlossen. Er schwingt in seiner Eigenperiode, in die er durch Stoßerregung versetzt ist. Die schwingende Elektrode ist nicht mehr schwingender Pol, nicht mehr freies Ende des Brückendrahtes, sondern Teil eines vom Wechselstrom durchflossenen, zur Erde geführten Stromkreises. Die Erdleitung geht über Eisenhaardraht. Im Gefäß ist konstanter Druck von der Größenordnung 10^{-5} mm. Im Empfänger ist alles geerdet.

Der Grundeffekt, der hier verwendet wird, beruht auf dem Experimente, das ich vor zwei Jahren in Köln Ihnen vorführte[1]): Ich zeigte, daß wenn die Elektrode negativ angetroffen wird, bei höherem Drucke im Empfänger durch die Bestrahlung die Feldentladung erleichtert wird, daß sie aber erschwert wird, wenn die Elektrode positiv angetroffen wird.

Es läßt sich zeigen, daß beim äußersten Vakuum, das man ohne flüssige Luft oder dergleichen erreichen kann, die Verhältnisse genau die gleichen bleiben, nur ist alsdann die Entladung nur noch elektrometrisch zu beobachten. Die Ausschläge wachsen exponentiell mit dem angetroffenen negativen Potential. Die Geschwindigkeitsmessung besteht nun in folgendem:

Methode II.

I. Wird von den Röntgenstrahlen die bestrahlte Elektrode in negativer Phase angetroffen, so treten bei nicht zu geringer Amplitude negative Ausschläge auf; wird sie in positiver Phase angetroffen, so treten keine Ausschläge auf.

II. a) Bei konstantem Abstand von Röntgenröhre und Empfänger wird durch Veränderung der Länge des Zuführungsdrahtes zur schwingenden Elektrode die zeitlich angetroffene Phase verändert. Man erhält, bei hinreichender Verlängerung des Zuführungsdrahtes, aus den Elektrometerausschlägen die ganze Wellenlänge derjenigen Schwingung, welche die Elektrode in Oszillation bringt[1]). b) Da die Ausschläge bei Antreffen größerer negativer Potentiale, der Feldenergie (nicht einer schwachen Volumenionisation) entsprechen, so wachsen die erhaltenen Elektrometerausschläge sehr schnell und zwar exponentiell mit dem angetroffenen Potential, so daß nicht nur das Vorzeichen der angetroffenen Amplitude, sondern auch ihre relative Größe elektrometrisch scharf gemessen wird.

III. Wird die Entfernung der Röntgenröhre und hiermit der Zeitpunkt der Interferenz der Röntgenstrahlen mit der fortschreitenden Schwingung der bestrahlten Elektrode verändert, so zeigt sich dies bei Veränderung der Länge des Zuführungsdrahtes an. Die maximalen, und dementsprechend auch alle übrigen endlichen Elektrometerausschläge, erweisen sich alsdann analog den jeweilig angetroffenen negativen Wellenphasen, verschoben in Hinsicht der Längeneinschaltung des Zuführungsdrahtes, also in Hinsicht der Brückenstellung.

IV. Die Messung besteht demnach in der Bestimmung der Parallelverschiebung der ganzen Welle auf der Brücke. Ergibt sich diese Verschiebung gleich der Hälfte der Röhrenverschiebung, so ergibt sich Lichtgeschwindigkeit. Denn die Elektrizität schreitet längs gerader Drähte mit dieser Geschwindigkeit fort, und die Veränderung der Brückenstellung bringt eine doppelt so große Einschaltung gerader Drahtlängen mit sich.

Wird im Apparate außer dem Effekt der Feldentladung noch der der direkten Volumenionisation zugelassen, indem höherer Druck in den Apparat eingeführt wird, so ist die Möglichkeit unabhängiger Nachprüfung der Teilresultate der qualitativ-quantitativen Methode I durch Feststellung der quantitativ bestimmbaren Elektrometerausschläge gegeben.

Die Gesamtanordnung zeigt Fig. 5.

Die Tafel XXV enthält das Resultat der Geschwindigkeitsmessung. Hier sind die Wellenmessungen bei verschiedenen Röhrenabständen ein-

1) Diese Zeitschr. **9**, 731—736, 1908.

1) Vgl. hierzu Kap. XI der Abh., wo gezeigt wird, wann und wieweit dies zutrifft.

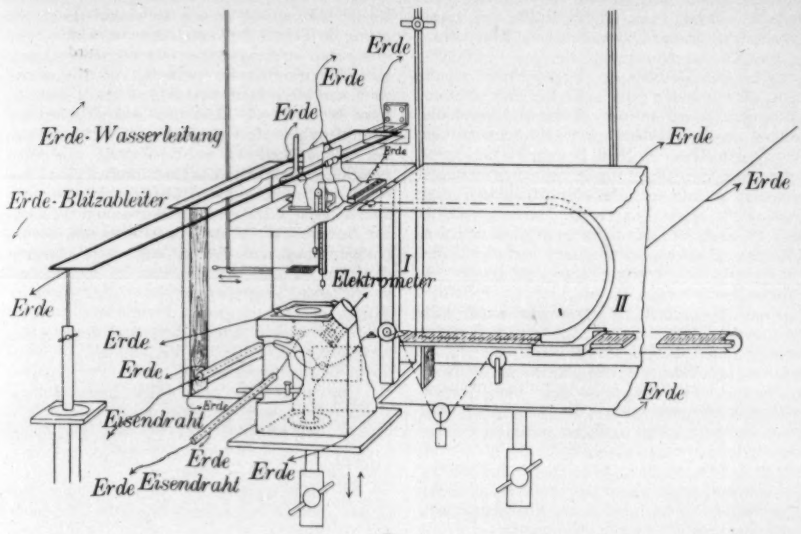


Fig. 5.

getragen und zwar bei Abzweigung an 2 Symmetriepunkten des Zwischenkreises, so daß die angetroffene Phase um 180° verschoben ist. Sämtliche übrigen hier möglichen Phasenexperimente finden sich in der Hauptarbeit. (Kap. XI.)

Die Tafel enthält 16 unabhängige Verschiebungen scharf bestimmter Maxima.

Tabelle.

Abstandsänderung		Verschiebung der Maxima			Lichtweg-Zeiten
mm				mm	mm
21		I)	72 — 82,5	= 10,5	21
21	Ant. S.	II)	733 — 742	= 9	18
24		I)	116 — 104	= 12	24
24		II)	766,5 — 776	= 9,5	19
44,8	K. S.	I)	463 — 441	= 22	44
46,5		I)	104 — 82,5	= 21,5	43
46,5		II)	766,5 — 742	= 24,5	49
67,5	Ant. S.	I)	104 — 72	= 32	64
67,5		II)	766,5 — 733	= 33,5	67
70,5		I)	116 — 82,5	= 33,5	67
70,5		II)	776 — 742	= 34	68
72	K. S.	I)	441 — 406	= 35	70
72		II)	1104,5 — 1066	= 38,5	77
91,5	Ant. S.	I)	116 — 72	= 44	88
91,5		II)	776 — 733	= 43	86
116,75	K. S.	I)	463 — 406	= 57	114
947,5 mm = Σ der von den Röntgenstrahlen durchlaufenen Wege				919 mm = Σ der in gleicher Zeit durchlaufenen Lichtwege	

Da bei den kleinen Verschiebungen der prozent. Fehler der Einstellung unverhältnismäßig groß ist, und hierdurch diese mit anderem Gewicht bei der Fehlerberechnung eingehen, erscheint es hier gegeben, diese Σ direkt zu vergleichen.

Dies ergibt Lichtgeschwindigkeit innerhalb 3 Proz.

Berechnet man unter Annahme identischer Geschwindigkeiten den Einstellungsfehler der einzelnen Beobachtung, so ergibt sich als Mittel 1,5 mm.

Läßt man in den Empfänger höheren Druck ein, so lassen sich die Verhältnisse der Nullmethode herstellen und quantitativ verfolgen. Es zeigt sich, daß es bei Anblick der Kurven über den Einfluß des Drucks (Tafel XXVI) geradezu unmöglich ist, den bereits früher als hinfällig erwiesenen Einwand aufrecht zu erhalten, bei höherem Drucke sei die angetroffene Phase für die Elektrometerausschläge hier nicht maßgebend. Die Vorgänge außerhalb der Null haben in der Tat gar nichts mit denen an der Null zu tun und sie beeinträchtigen keineswegs die Phasenindikation; dies ist evident aus der Phasenverschiebung des Wellenzugs um 180° bei Abzweigung an 2 Symmetriestellen des Zwischenkreises. In jedem einzelnen, irgend wesentlichen Punkte, liegen in der Tat die Ver-

hältnisse genau so, wie sie von mir s. Z. dargestellt wurden (Ann. d. Phys. **28**, 53, 1909). Hierauf ist in der ausführlichen Abhandlung (Kap. IX) eingegangen.

Die neue Methode ist durchsichtiger wie die erste, aber weniger genau. Sie hat aber nicht nur Bestätigungswert meines früheren Resultates, sondern eigene Bedeutung in Hinsicht auf die Braggsche Theorie. Nach Bragg ist das eigentliche Charakteristikum des Röntgenstrahls die erzeugte β-Strahlung. Bei der Methode I ging diese nicht wesentlich in die Messung ein, so daß es nach Bragg nicht unmöglich erschien, daß das erhaltene Resultat sich nicht auf die Gesamtstrahlung bezog. Das jetzt wieder erhaltene Resultat einer innerhalb geringer Fehlergrenzen identischen Lichtgeschwindigkeit nach der neuen Methode, bei der die β-Strahlen wesentlich in die Messung eingehen, scheint mir entscheidend gegen die Theorie zu sprechen, welche in den Röntgenstrahlen eine Korpuskularstrahlung annehmen will. Denn es müßte, wenn das β-Teilchen einer korpuskularen Röntgenstrahlung entstammt, entweder die Geschwindigkeit der Dornschen β-Strahlung eine wesentlich größere sein, als sie beobachtet ist, oder es dürfte die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen nicht die Lichtgeschwindigkeit haben.

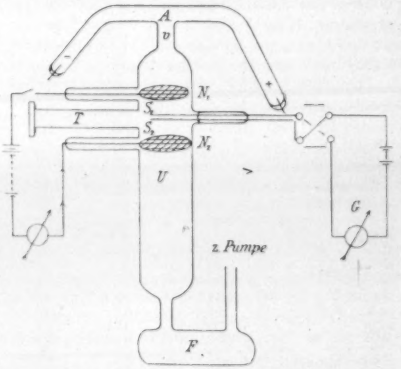
Hier ist zweifellos Lichtgeschwindigkeit für die untersuchte Gesamtstrahlung erwiesen, und hiermit ist die Korpuskulartheorie, der wir die interessante Braggsche Entdeckung der Einfalls- und Austrittsstrahlung zu danken haben, nicht in Einklang.

W. Matthies (Münster i. W.), Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberdampflampe.

M. H.! In einer vor ungefähr Jahresfrist in den Annalen der Physik[1]) mitgeteilten Untersuchung wurde gezeigt, daß alle solche Lumineszenzerscheinungen in Gasen als Aureolphänomene zusammengefaßt werden können, die zwar durch elektrische Energie erregt werden, die aber insofern gegenüber der eigentlichen Entladung als völlig sekundäre Vorgänge in der Gasmasse zu betrachten sind, als ihre Existenzbedingung nicht in dem Vorhandensein freier Spannungsgefälle und Strömungslinien besteht. Als wesentlich für das Zustandekommen derartiger Erscheinungen wurde das Auftreten starker Ionisation und rein mechanischer Expansivkräfte nachgewiesen.

Zu der skizzierten Gruppe von Phänomenen, welche unter geeigneten Bedingungen jede der bisher bekannten Formen der elektrischen Strömung in Gasen begleiten können, wurde auch das zuerst an der Cooper-Hewittschen Quecksilberdampflampe beobachtete und früher bereits von den Herren J. Stark und Reich[1]) kurz beschriebene Phänomen des leuchtenden Dampfstrahles als zugehörig festgestellt. Wegen der Möglichkeit seiner Erzeugung mit Hilfe niedrig gespannten Gleichstromes schien dasselbe gegenüber den früher verfolgten, bei denen meist disruptive Kondensatorentladungen zur Anwendung kamen, für eine exakte nähere Untersuchung und die Prüfung der Richtigkeit der über die Aureolphänomene im allgemeinen entwickelten Vorstellungen besonders geeignet. Wegen der relativ großen Lichtintensität der in Frage stehenden Erscheinung und der sie darbietenden relativ einfachen Verhältnisse, — findet doch die Lichtemission in einem von äußeren elektrischen Kräften wesentlich freien Raume statt, — war hier auch am ersten eine einigermaßen befriedigende Antwort auf die Frage nach dem Zusammenhange zwischen Ionisation und Lumineszenz zu erwarten.

Im nachfolgenden soll nun kurz über eine Reihe hiermit zusammenhängender Versuche und Messungen referiert werden. Zur Erzeugung der fraglichen Aureolerscheinung erwies sich die in nachstehender Figur schematisch



wiedergegebene Anordnung am zweckmäßigsten. Normal zur horizontal gerichteten Aronsschen Quecksilberlampe A, deren anodischer Quecksilberbehälter ähnlich wie bei der Küchschen Quarzglaslampe etwas größer als der kathodische

1) W. Matthies, Ann. d. Phys. **30**, 633, 1909.

1) J. Stark u. Reich, diese Zeitschr. **4**, 321, 1903; J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 663, 1903.

gewählt wurde, ist ein kurzes Rohr V angeschmolzen, das mit einem ca. 5 cm weiten, 30 cm langen, zylindrischen Glasrohr U, dem Untersuchungsraume kommuniziert. Unter Vermittlung einer Art Glasfasses F, das zur Ansammlung des kondensierten Quecksilbers dient, steht das System mit einer Gaedepumpe und einem manometrischen System usw. in Verbindung. Nachdem das Rohrsystem bis auf den Dampfdruck des Quecksilbers evakuiert ist, wird der Lichtbogen in bekannter Weise mit Hilfe einer Glimmentladung gezündet. Nach kurzer Zeit tritt dann aus V normal zu den Strömungslinien des Lichtbogens ein rötlich-weiß leuchtender „Strahl" in den Raum U ein.

Dieser durch sein Leuchtvermögen sichtbare Strahl besitzt alle Eigenschaften eines gewöhnlichen Gas- oder Wasserstrahles.

Er hat erhebliche Starrheit, übt auf normal zu ihm stehende Flächen einen merklichen Druck aus, wird von diesen analog einem Wasserstrahle reflektiert, — was, nebenbei bemerkt, gut an den bei N_1 und N_2 angebrachten Eisendrahtnetzchen zu erkennen ist, vermag, falls er aufwärts gerichtet ist, Quecksilberkügelchen von beträchtlichen Dimensionen schwebend in sich zu erhalten, wird durch seitliche Gas- oder Dampfstrahlen abgelenkt und so weiter. Unterhalb eines gewissen kritischen Druckes im Untersuchungsraume, der bei den von mir benutzten Versuchsbedingungen bei 0,1—0,2 mm Hg lag, lassen sich bei genauer Betrachtung und zweckmäßiger Wahl der Anordnung sehr schön die zuerst von Mach und Salcher[1]) nachgewiesenen periodischen, stationären Dichtigkeitsänderungen an Unterschieden in der Lumineszenz beobachten, die wir nach den Untersuchungen der Herren Emden[2]) und Prandtl[3]) als durch einen, stationären Schallwellen analogen, Zustand im Quecksilberdampfstrahl bedingt anzusehen berechtigt sind. Die Erscheinung eignet sich wegen der durch die Netze N_1 und N_2 hervorgerufenen Störungen nicht zur Demonstration im großen Auditorium; sie läßt sich aber unschwer so deutlich erzeugen, daß sie photographisch fixiert werden kann. Mit abnehmendem Druck verliert das Gebilde den strahlförmigen Charakter; es nimmt stark an räumlichen Ausdehnungen zu, um dafür von gewissen Drucken ab an spezifischer Lichtintensität abzunehmen.

Ich übergehe die Erwähnung einer Reihe weiterer Einzelheiten und bemerke nur noch, daß bei tiefen Drucken regelmäßig unmittelbar hinter V ein dunkler Raum auftritt, dessen Längsausdehnung dem Drucke in Annäherung umgekehrt proportional ist und dessen Aussehen etwas an den bei der Glimmentladung in Erscheinung tretenden dunklen Hittorfschen Kathodenraum erinnert. Das Vorhandensein eines solchen spricht gegen die naheliegende Auffassung, daß die Quecksilberatome schon unmittelbar im Lichtbogen zur Lichtemission erregt worden sind und im leuchtenden, abklingenden Zustande durch die Expansivkräfte in den stark verdünnten Untersuchungsraum geschleudert werden. Unter Zugrundelegung der von den Herren Wiechert[1]) und Abraham[2]) aus rein optischen Daten berechneten Grenzwerte für die Relaxationszeit strahlender elektrischer Systeme und der wohl zulässigen Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit der Hg-Atome die Schallgeschwindigkeit unter den vorliegenden Temperaturverhältnissen nicht wesentlich übersteigt, folgt gleichfalls die Unzulässigkeit jener Vorstellung[3]), was übrigens früher auch schon von Herrn J. Stark in ähnlichem Zusammenhange ausgeführt worden ist.

In seiner klassischen Arbeit vom Jahre 1879 hat Herr W. Hittorf nachgewiesen, daß Quecksilberdampf unterhalb der Rotgluthitze absolut nichtleitend ist, ein Befund, der in der nachfolgenden Zeit von Maxwell, Blake und einer großen Zahl anderer Forscher bestätigt worden ist. Die von Herrn W. Steubing[4]) kürzlich nachgewiesene Ionisation des Hg-Dampfes bei der Fluoreszenz scheint mir auf Grund der mitgeteilten Daten und auf Grund eigener Versuche nicht als notwendige Begleiterscheinung der Fluoreszenz anzusehen zu sein. Beim Benzol- und Joddampf konnte mit Sicherheit das Fehlen der Ionisation bei der Fluoreszenz festgestellt werden[5]).

Der in der Aureole leuchtende Hg-Dampf ist dagegen außergewöhnlich stark ionisiert und zwar ist die Ionisation im leuchtenden Strahl sehr viel größer als in unmittelbar benachbarten dunklen Teilen des Untersuchungsraumes. Der bei den Sonden S_1 und S_2 übergehende, am Galvanometer G gemessene Strom steigt im Moment stark an, wo der leuchtende Strahl die Sonden erreicht. Man wird vielleicht gegen die Beweiskraft des Versuches den Einwand erheben,

1) Mach u. Salcher, Wied. Ann. **41**, 144, 1890.
2) Emden, Wied. Ann. **69**, 264, 1899.
3) Prandtl, diese Zeitschr. **5**, 599, 1904.

1) E. Wiechert, Arch. Néerl. (5) Lorentz-Jubelband S. 594, 1900.
2) M. Abraham, Theorie der Elektrizität **2**, 70. Leipzig 1905.
3) Das während der Reduktion mit Hilfe eines großen Rowlandschen Konkavgitters von 4 m Radius festgestellte Fehlen eines Doppler-Effektes bestätigt die obigen Ausführungen.
4) W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909.
5) Die hierauf bezüglichen Versuchsergebnisse werden demnächst ausführlich mitgeteilt werden.

daß die starke Zunahme eine Folge der Abnahme des Druckes sei, die zum Vortreiben des Aureolstrahles notwendig ist. Durch Verwendung zweier beweglicher Sonden bei konstantem Druck läßt sich aber leicht die Richtigkeit jener Behauptung beweisen.

Die nähere Untersuchung der Ionisation in U hat die folgenden Ergebnisse geliefert:

1. Die Ionisation steigt unter sonst konstant gehaltenen Bedingungen mit der Zeit so lange an, bis ein stationärer Zustand der Temperaturverhältnisse im Lichtbogen und Untersuchungsraume eingetreten ist, was durch Messung der Potentialgradienten in A und der Temperatur in U festgestellt wurde.

2. Unter sonst gleichen Bedingungen ist die Ionisation in U innerhalb weiter Grenzen von der Länge des erregenden Lichtbogens unabhängig.

3. Zwischen 1,5 und 4,5 der Lichtbogenstromstärke ist die Ionisation in U mit großer Annäherung eine lineare Funktion des elektrischen Effektes, welcher der Längen- bezw. Volumeneinheit des Lichtbogens zugeführt wird.

4. Ceteris paribus nimmt die Ionisation mit abnehmendem Gasdrucke zunächst langsam, darauf schnell zu, erreicht ein Maximum und fällt dann wieder merklich ab. Der allgemeine Charakter der Druckkurve der Ionisation ist durchaus der nämliche wie bei den von den Herren Schweidler, Stoletow und Lenard für höhere Spannungen beim lichtelektrischen Strom gefundenen Kurven[1]).

5. Die Ionisation nimmt im Strahl mit zunehmender Entfernung vom Lichtbogen schneller als mit der ersten Potenz, aber langsamer als mit der zweiten Potenz der Entfernung ab.

6. Die Träger der Leitfähigkeit sind im allgemeinen positive und negative Atomionen kleiner Beweglichkeit und daneben freie negative Elektronen. Das Verhältnis dieser zur Zahl der negativen Atomionen nimmt stark mit sinkendem Drucke zu, ein Ergebnis, das im Einklang mit den Ergebnissen der Untersuchung ähnlicher Erscheinungen steht.

7. Im Gegensatze zu den meisten bisher bekannten Ionisationsvorgängen, vor allem auch zu den eingangs erwähnten früher untersuchten Aureolerscheinungen, klingt die Ionisation im *Hg*-Dampfe fast momentan mit Aufhören des erregenden Lichtbogens ab. Mit Hilfe eines Pendelunterbrechers und unter Verwendung eines Kondensators von 1 – 2 Mf. zum Auslöschen des Lichtbogens wurde festgestellt, daß sicher nach 10^{-2} Sekunden, höchstwahrscheinlich schon nach 10^{-4} Sekunden nach Verlöschen des Bogens die Ionisation auf mehr als den 10^{-7} Teil ihres ursprünglichen Wertes gesunken ist.

Herr Pflüger[1]) hat bekanntlich mittels einer sinnreichen Differentialmethode nachgewiesen, daß der im Lichtbogen lumineszierende *Hg*-Dampf sein Absorptionsvermögen für die meisten Spektralbereiche bereits nach weniger als $^1/_{10}$ Sekunde nach Verlöschen des Lichtbogens verliert. Wenn zwar schon längst bekannt ist, daß ein *Hg*-Lichtbogen nicht mit Wechselstrom selbst sehr hoher Frequenz zu erhalten ist, so folgt hieraus durchaus nicht, wie mehrfach angenommen worden ist, daß die Ionisation im *Hg*-Dampfe außergewöhnlich schnell abklingt; denn der Lichtbogen ist ja bekanntlich bezüglich seiner Existenz in erster Linie von den Vorgängen an der Kathode abhängig. Ich erinnere daran, daß der gewöhnliche Lichtbogen in Luft nach Unterbrechungen von $^1/_{20}$ Sekunde und mehr, sich selbst wieder zündet, falls die Kathode aus Kohle besteht, daß dagegen die Zündung versagt, wenn die Kathode metallisch ist und die Unterbrechung selbst nur 10^{-4} Sekunden gedauert hat. Erst auf Grund der vorliegenden Abklingungsversuche darf wohl gefolgert werden, daß Ionisation und optisches Absorptionsvermögen im fraglichen Falle parallel gehen. Es muß aber ausdrücklich betont werden, daß dieser Parallelismus nur ein partieller ist. Denn unter Rotgluthitze läßt sich mit dem uns zu Gebote stehenden Mitteln keine Leitfähigkeit nachweisen, während nach Wood, Pflüger und anderer schon bei Zimmertemperatur merklich Absorption in gewissen Spektralbereichen nachweisbar ist.

8. Der die Ionisation messende unselbständige Strom zeigt bezüglich seiner Abhängigkeit von der erzeugenden Potentialdifferenz den für die unselbständige Gasströmung typischen Verlauf. Zunächst ein sehr schnelles, nahezu proportionales Anwachsen mit zunehmender Spannung, darauf Annäherung an einen von der Spannung unabhängigen Grenzwert. Die Beziehung läßt sich nicht durch die Thomson-Seeligersche Formel:

$$v = Ri\sqrt{\frac{I_{max.}}{I_{max.} - i}}$$

darstellen[2]).

Es bedarf wohl keiner näheren Erläuterung, daß wegen der extrem großen Dichte der Elektrizitätsträger die erreichbaren Grenzwerte des Sättigungsstromes — der beiläufig bemerkt bis zu 50. 10^{-3} Amp. anstieg — von der Gestalt und Oberflächenbeschaffenheit sowie von der An-

1) Vgl. J. J. Thomson, Conduction of Electricity Through Gases. Cambridge 1906.

1) Pflüger, Ann. d. Phys. **24**, 515, 1907; **26**, 789, 1908.

2) Vgl. R. Seeliger, Ann. d. Phys. **33**, 319, 1910.

ordnung relativ zur Strahlrichtung usw. abhängen. Bei Anwendung eines longitudinalen Feldes zwischen perforierten Elektroden ist die Grenzstromstärke wesentlich höher als bei Benutzung eines transversalen Feldes sonst gleicher Beschaffenheit. Im ersteren Falle ist unter sonst gleichen Verhältnissen die Grenzstromstärke wieder um so höher, die Sättigung um so schneller und deutlicher erreicht, je engmaschiger die als Elektroden verwendeten Netze sind.

Durch eine Reihe früherer Beobachtungen geleitet und bestärkt durch die Ergebnisse der Versuche über Abklingung von Ionisation und Absorptionsfähigkeit habe ich in Anlehnung an die bekannten Starkschen Hypothesen in der eingangs zitierten Arbeit die Vermutung ausgesprochen, daß Ionisation und Lumineszenz bei den Aureolerscheinungen direkt voneinander abhängende Vorgänge sind, daß die bei der Wiedervereinigung elektrischer Quanten notwendig eintretenden Strömungen des elektromagnetischen Feldes die Atome zu Schwingungen erregen sollen. Zu ähnlichen, Lichtemission eventuell bewirkenden Störungen muß auch die Bremsung am, beziehungsweise Abtrennung vom Atom oder Molekül führen können. Wie man sich nun auch im einzelnen bei den verschiedenen Möglichkeiten den Mechanismus der Lichterregung vorstellen mag, in jedem Falle müssen wir eine Beeinflussung der Lumineszenz durch geeignete äußere elektrische Kräfte erwarten. Denn die Lumineszenz muß ja von der Zahl und Geschwindigkeit der freien Elektrizitätsträger abhängen, die aber doch beide durch äußere elektrische Kräfte geändert werden können.

Dieser auf Grund der skizzierten Hypothese zu fordernde Effekt läßt sich nun in der Tat im vorliegenden Falle sehr gut nicht nur nachweisen, sondern auch messend verfolgen.

Es wird der Druck in U so eingestellt, daß die Aureolwolke möglichst kräftig zwischen den Drahtnetzen N_1 und N_2 leuchtet. Wird dann eine elektrische Strömung zwischen N_1 und N_2 hervorgerufen, so tritt, falls diese kräftig genug ist, eine deutlich erkennbare Abnahme der Lumineszenz im Raume zwischen und unterhalb N_1 und N_2 ein. Eine Potentialdifferenz von 1—2 Volt genügt bereits, um eine eben erkennbare Abnahme herbeizuführen. Um eine möglichst kräftige Strömung zu erhalten, ist allerdings, wie bei allen elektrischen Gasströmungen, erforderlich, daß die Kathode sich im Bereiche möglichst größter Ionisation befindet, im vorliegenden Falle also möglichst in der Nähe der Austrittsstelle der Aureole bei V.

Der Versuch zeigt also: je mehr Ionen durch die unselbständige Strömung entfernt werden, je weniger Ionen zur Rekombination Gelegenheit finden, um so geringer ist die Lichtemisson des *Hg*-Dampfes[1]).

Eine subjektive und objektive Analyse des Lumineszenzlichtes ergab, daß das aus den Serien und Banden des Quecksilbers bestehende Spektrum, dessen weniger brechbare Bezirke relativ intensiv sind, eine gleichmäßig starke Abnahme im sichtbaren Teile durch die „übergelagerte" unselbständige Strömung erleidet.

Zur quantitativen Ermittlung dieser Änderung wurden in dem Raume zwischen N_1 und N_2 zwei feine Eisendrahtsonden S_1 und S_2 so eingeführt, daß sie nach Möglichkeit in einer Äquipotentialfläche der die Ionen bezw. Elektronen beseitigenden Strömung lagen. (In der Figur sind sie der Übersichtlichkeit wegen vertikal untereinander gezeichnet.)

Der zwischen diesen Sonden bei kommutierter, konstanter Spannungsdifferenz gemessene Strom wurde als Maß für die jeweilig vorhandene Ionisation angenommen. Der Versuch zeigt, daß die „freie" Ionisation sich in der Tat im selben Sinne wie die Lumineszenz mit Variation der übergelagerten Strömung ändert, eine Zu- oder Abnahme der Lumineszenz also stets von einer Zu- oder Abnahme der freien Ionisation begleitet ist.

Die Ermittlung der Lichtintensität erfolgte durch den unmittelbar der Doppelsonde S_1 S_2 gegenüber angebrachten, durch eine plane Glasplatte verschlossenen Glastubus T mit Hilfe eines Lummer-Brodhunschen Photometers. Als Vergleichslichtquelle wurde eine durch Rauchgläser und gekreuzte Nicols meßbar geschwächte Küchsche Quarzglaslampe benutzt, deren Konstanz an einem Volt- und Amperemeter kontrolliert wurde.

Unter Assistenz eines zweiten Beobachters sind möglichst gleichzeitig zusammengehörige Werte der Gesamthelligkeit der Lumineszenz und der freien Ionisation gemessen worden. Aus den bei verschiedenen Drucken und bei verschiedener Intensität der „übergelagerten" unselbständigen Strömung gewonnenen Zahlen lassen sich vorläufig die folgenden Gesetzmäßigkeiten abstrahieren:

1. Die Ionisation sowohl als auch die Lumineszenz besitzen ein Druckmaximum, deren Lager aber nicht genau zusammenfällt.

Das Lumineszenzmaximum liegt bei etwas höheren Werten des Druckes, als dasjenige der Ionisation. Während die Ionisation nach dem Maximum bei Erniedrigung des Druckes nur

1) Auf die Möglichkeit anderer Deutungen des fraglichen Effekts wird bei der ausführlichen Mitteilung eingegangen.

langsam abnimmt, fällt die Lichtstrahlung sehr viel schneller.

2. Bei konstantem Druck ändert sich bei gleichem übergelagerten Strome die Lumineszenz stets stärker mit dem Strome als die zwischen S_1 S_2 gemessene freie Ionisation. Lumineszenz wie Ionisation nehmen einander nahezu parallelgehend zunächst langsam, dann in einem kleinen Gebiet sehr schnell und später wieder langsam mit wachsendem übergelagerten Strome ab. Eine ähnliche Beziehung besteht gegenüber der Änderung mit der Potentialdifferenz an den Drahtnetzen, welche die übergelagerte Strömung hervorruft.

3. Bei konstanter Potentialdifferenz an den Netzen N_1 und N_2 und sonst gleichen Bedingungen, steigt die Abnahme der Ionisation und Lumineszenz stark mit dem absoluten Betrage der Intensität der übergelagerten Strömung an. Die Variation der Intensität erfolgte in diesem Falle bei Konstanthaltung aller übrigen Variablen durch Änderung der Netzweite der Elektroden N_1 und N_2. Je besser die Sättigung der „übergelagerten" Strömung war, um so vollkommener näherten sich freie Ionisation und Lumineszenz dem Werte Null.

4. Der Quotient $\frac{i_1}{i_0}\Big/\frac{l_1}{l_0}$, wo i_1 und l_1 freie Ionisation und Lumineszenz bei Anwesenheit der übergelagerten Strömung, i_0 und l_0 die entsprechenden Werte bei ihrer Abwesenheit bedeuten, ist bei konstantem Drucke und bei Änderungen der Ionisation und Lumineszenz von ca. 92 bis 12 Proz. ihrer ursprünglichen Werte in erster Annäherung konstant. Genauer zeigt sich, daß der Quotient für gewisse Beträge der Ionisation und Lumineszenz ein Maximum besitzt. Dieser Maximalwert des Quotienten nimmt mit abnehmendem Drucke zu; wenn der Druck um das mehr als Dreifache stieg, erniedrigte sich jener auf ungefähr den $^6/_{10}$ Teil seines ursprünglichen Wertes.

Die Untersuchung der vorliegenden Erscheinung im Felde eines starken Hartmann und Braunschen Halbringelektromagneten bestätigte die Richtigkeit der im vorstehenden ausgesprochenen Vorstellungen über die sich abspielenden Vorgänge.

Die von spektralanalytischer Seite aus unternommenen Versuche zur Ermittelung der Natur der Träger der Lichtstrahlung sind noch nicht abgeschlossen.

Durch das Ergebnis der mitgeteilten Versuche werden einige von Herrn Child[1]) über die Natur der Ionen und den Ionisierungsprozeß im und in der Nähe des Hg-Lichtbogens aufgestellte Hypothesen unnötig; gleichzeitig dürfte der Beweis erbracht sein, daß bei der Lumineszenz in der Aureole der Hg-Dampflampe mehr als ein bloßer Parallelismus zwischen Lichtemission und Ionisation besteht. Es ist zu hoffen, daß das genaue Studium der vorliegenden Erscheinungen ein tieferes Eindringen in den Mechanismus der Elektrolumineszenz gestatten wird.

Münster i. W., im September 1910.

1) C. D. Child, Phys. Review **22**, 221; 1906.

Diskussion.

Kaufmann: Ich möchte nur eine kurze historische Bemerkung machen. Die Idee, daß die Lumineszenz mit der Rekombination der Ionen zusammenhängt, ist von mir bereits vor zehn Jahren in einer ganz kurzen Publikation ausgesprochen worden. Die Notiz ist betitelt: „Versuch einer Erklärung des dunklen Kathodenraumes" und steht in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft **2**, 137, 1900.

M. Wien: Bei welchem Druck tritt das Maximum der Ionisation ein?

Vortragender: Zwischen ein Zehntel und ein Hundertstel Millimeter.

M. Wien: Das Maximum ist also ziemlich breit.

Vortragender: Ja.

M. Wien: Erfolgt das Zünden des Quecksilberlichtbogens schnell und leicht?

Vortragender: Es hat sich gezeigt, daß das Zünden mittels eines Glimmstromes neben elektrostatischen Einflüssen vor allem von dem Vorhandensein von Gasresten im Quecksilber abhängt. Immer wenn Gas okkludiert ist, wie es in hohem Maße der Fall ist, wenn das Quecksilber kurz vorher filtriert worden war, machte das Zünden selbst bei stärkster Verdünnung nicht die geringste Schwierigkeit. War das Hg durch längere Benutzung im Vakuum dagegen gasfrei geworden, so ließ sich das Zünden gelegentlich nur dadurch herbeiführen, daß entweder Wasserstoff in das Rohrsystem gelassen oder die Kathode stark mit dem Bunsenbrenner erwärmt wurde.

M. Wien: Es bestätigt sich also auch hier, daß der Übergang der Elektrizität zwischen Metallen und Gasen eng an das Vorhandensein von Gasresten auf der Oberfläche der Elektroden geknüpft ist.

Br. Glatzel: Ich möchte mir eine Frage erlauben. Ich habe gelegentlich früherer Versuche an Quecksilber-Funkenstrecken aus der Art der in zweigekoppelten Kreisen erzeugten Hochfrequenzschwingungen Trägheitszeiten für

die Funkenstrecke bestimmt, welche der Größenordnung nach ca. 10^{-6} Sekunden betrugen. Es würde das auf etwas Ähnliches hinauskommen wie die hier für das Verschwinden der Ionisation beobachtete Zeit. Entspricht nun die Größenordnung der von Ihnen gemessenen Zeiten für das Bestehen der Ionisation des Quecksilberdampfes der von mir ermittelten Zahl?

Vortragender: Mit Hilfe der von mir improvisierten Pendelunterbrecher konnten nicht hinreichend kleine Zeitdifferenzen eingestellt werden, so daß nach Erlöschen des Lichtbogens überhaupt keine Ionisation mehr nachgewiesen werden konnte. Mit absoluter Sicherheit wurde, wie vorher erwähnt, festgestellt, daß 10^{-2} Sekunden nach Verlöschen des Lichtbogens die Ionisation um mehr als den 10^{-7} Teil ihres ursprünglichen Wertes gesunken sein mußte; mit einiger Sicherheit glaube ich auch angeben zu können, daß diese starke Abklingung schon nach 10^{-4} Sekunden eintritt. Die angestellten Messungen ergaben also, ebenso wie die entsprechenden Messungen des Herrn Pflüger nur eine obere Grenze. Die Größenordnung derselben ist wohl durchaus mit der von Ihnen ermittelten Zeitdauer des *Hg*-Funkens verträglich.

G. Hoffmann (Königsberg), Elektrizitätsübergang durch sehr kurze Trennungsstrecken.

Die Elektrizitätsübertragung zwischen zwei durch Luft getrennten Metallstücken ist angewiesen auf die Ionen, welche durch äußere Ursache im Gase entstehen, solange die Potentialdifferenz unter einer bestimmten Größe bleibt, die für Luft etwa 340 Volt beträgt. Dies gilt auch für außerordentlich kleine Abstände der Metallflächen; erst wenn die Metallflächen sich berühren, ist ein Strom möglich, der bei ganz geringen Potentialdifferenzen nun sehr bedeutende Beträge erreicht. Existieren zwischen diesen beiden Strömungsmöglichkeiten Zwischenzustände und sind diese beobachtbar?

Für einstweilen unmeßbar kleine Abstände betreten wir hiermit das Gebiet der Kohärererscheinungen, das, mit veranlaßt durch seine praktische Bedeutung, auch in Deutschland eingehende Durchforschung erfahren hat. Strömungen durch gemessene Abstände, mit Spannungen zwischen 40 und 400 Volt erzeugt, sind wohl zuerst 1901 von Earhart[1]) untersucht worden. Von diesem Beobachter rührt auch eine zweite Untersuchung her aus dem Jahre 1908, ferner sind Messungen von Kinsley[2]) und von Hobbs[1]) im Jahre 1905 über den gleichen Gegenstand publiziert.

Wegen der außerordentlichen Kleinheit der herzustellenden und zu messenden Abstände dient als Grundlage bei diesen Arbeiten das Interferometer von Michelson. Die Kontaktorgane: Nadelspitzen, Halbkugeln, Platten sind isoliert und möglichst starr so befestigt, daß die gegenseitige Entfernung durch die Interferometerschraube geändert werden und durch die Verschiebung der Interferenzstreifen gemessen werden kann. Es wird zunächst eine geringe Spannung, z. B. 1 Volt, angelegt — der Stromkreis enthält einen Widerstand und ein empfindliches Galvanometer — und die Kontaktorgane soweit genähert, bis Stromdurchgang erfolgt, dann wird der gewünschte Abstand durch Drehen der Schraube erzeugt und nun die Spannung solange erhöht — gemessen durch ein parallel geschaltetes Voltmeter —, bis die Entladung einsetzt.

Die Arbeiten stimmen in dem Ergebnis überein, daß Stromübergänge durch Abstände unter 1—300 mm möglich sind, und zwar ist die erforderliche Durchschlagspannung proportional dem Abstande, scheint unabhängig von der umgebenden Luftart, jedoch abhängig von der Natur des Metalls, mit dieser nur gering (ein- bis zweifacher Betrag) variierend. Hinsichtlich der Größe der Grenzspannung (Durchschlagspannung dividiert durch Abstand) zeigen jedoch die Beobachter unter sich wenig Übereinstimmung, z. B. folgt aus der Earhartschen Arbeit von 1908 ein etwa dreimal so großer Betrag der Grenzspannung wie 1901 angegeben, die Messungen von Herrn Kinsley — die durch die außerordentlich kleinen Abstände, die benutzt wurden, besonders starken Störungen ausgesetzt waren — zeigen zwar für die einzelnen Beobachtungsnächte (meist nachts gemessen, um von Erschütterungen nicht gestört zu werden) Proportionalität zwischen Abstand und Potentialdifferenz, aber bei der graphischen Zusammenstellung der Resultate ergeben sich für dasselbe Metall gerade Linien, die einen beträchtlichen Teil des Quadranten ausfüllen, unterschieden durch das Datum. Offenbar hat die Oberflächenbeschaffenheit von Tag zu Tag variiert. Hobbs gibt in seinen Endwerten nicht solche Diskrepanzen an, wenngleich auch er über Störungen verschiedener Art klagt.

Die hauptsächlichsten Störungen, die auch von den Autoren angegeben werden, sind:

1. Erschütterungen.
2. Zerstörung der Oberfläche bei der der

1) Earhart, Phil. Mag. (6) **1**, 147, 1901; (6) **16**, 48, 1908.
2) Kinsley, Phil. Mag. (6) **9**, 692, 1905.

1) Hobbs, Phil. Mag. (6) **10**, 617, 1905.

Messung vorhergehenden Kontaktprobe. Hierzu kam die

3. Unmöglichkeit einer Nachprüfung der Nullstellung, da die starke Entladung die Kontaktstelle zerstörte, die daher nach jeder Beobachtung ausgewechselt werden mußte. Von anderen Autoren ist dann die ganze Realität der Erscheinung angezweifelt worden und durch eine

4. Unabhängige Bewegung der Kontaktflächen aufeinander zu erklärt worden unter dem Einfluß der elektrostatischen Spannungen, ohne daß der Beobachter eine Verschiebung der Interferenzstreifen bemerkt, weil der Schlitten des Interferometers nicht folgt.

Mein erster Apparat ersetzt die Schraubenbewegung durch das Heben und Senken eines Flüssigkeitsniveaus (vgl. die Fig. 1). Der Träger

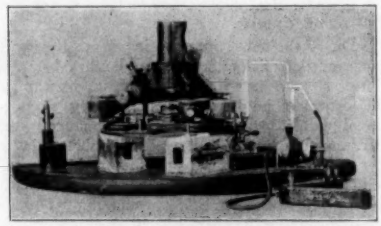


Fig. 1.

des einen Kontakts ist der kräftige Dreifuß, der den äußerlich wesentlichsten Bestandteil des Apparats ausmacht, er ist durch seine Stellschrauben verstellbar. Die Feinbewegung erfolgt bei dem anderen Kontaktteil: sein Träger ruht auf flachen Gummibeuteln, welche Quecksilber enthalten, das aus einem Vorratsgefäß (das Glasrohr rechts) durch Überschichten von Wasser ausgetrieben wird. Die Wasserbewegung wird durch einen Gummiballon ermöglicht, der durch eine feine Schraubenpresse gedrückt wird. Diese Presse stand auf einem besonderen Tisch, verbunden mit dem Hauptapparat durch einen Gummischlauch, durch den Erschütterungen beim Schrauben nicht übertragen wurden. Mehrere Umdrehungen dieser Schraube entsprechen bei dieser hydraulischen Übertragung der Verstellung des Elektrodenabstands um eine Lichtwellenlänge. So ist ein sehr sanftes Anlegen der Berührungsflächen möglich (vgl. oben 2). Diese bestanden aus einer sorgfältig geschliffenen und polierten Stahlspitze, der eine polierte Stahlfläche (Querschnitt durch eine Nähnadel) genähert wurde. Die Stahlstücken waren unmittelbar in Bohrungen von zwei Glasflächen (Plan- und Konvexfläche, an den zugekehrten Seiten platiniert) so eingekittet, daß sie etwas über die Glasoberflächen hinausragten. Durch eine geeignete Prismenoptik wurde einfarbiges Licht — grüne Linie einer Quarzquecksilberlampe mit Absorptionsfilter — senkrecht durch die Gläser hindurchgeführt in ein Mikroskop, durch dessen mit Teilung versehenes Okular scharfe Interferenzringe gesehen werden konnten (vgl. Fig. 2). So war der Einwand unter Nr. 4

Fig. 2.

beseitigt. Übrigens kamen bei geringerer Krümmung des Spitzenendes Verschiebungen durch elektrostatische Kräfte zur Geltung und mußten kompensiert werden.

Um die Zerstörung durch die elektrische Entladung an der Übertrittsstelle möglichst zu verringern (vgl. Nr. 3), wurden Voltmeter und Galvanometer durch zwei Elektrometer für hohe und für niedrige Spannungen ersetzt und mit hohem Flüssigkeitswiderstand oder mit einfacher Aufladung gearbeitet.

Der Apparat erwies sich jedoch trotz Schwimmvorrichtung und trotzdem er unter Zwischenschaltung von Gummipuffern auf einem im Erdboden fundierten Steinpfeiler stand, der vom übrigen Gebäude isoliert ist, als erschütterungsempfindlich. Jedes Türschließen, jeder kräftige Hammerschlag in der Werkstatt wurde durch ein Zittern der Ringe markiert. In der Nacht wurden die Messungen für Stahl durchgeführt, die in Fig. 8 eingezeichnet sind. Es zeigte sich jedoch, daß an zahlreichen Messungen gewonnene Erfahrung nötig ist, um Exaktheit zu erlangen; ein handlicherer und auch bei Tage benutzbarer Apparat war deshalb wünschenswert.

Ich schritt daher zur Konstruktion des zweiten Apparats. Er ist in Fig. 3 abgebildet. Ein Eisenring, an der einen Seite geschlitzt, an der anderen Seite auf einer Grundplatte befestigt, trägt eine Emailledrahtwicklung. Durchfließt diese ein Strom, der durch einen Walzenrheostat kontinuierlich (Schleifkontakte gegen Stromunterbrechung besonders gesichert) verändert werden kann, so biegt sich der Ring unter dem Einfluß der magnetischen Kräfte der Stromstärke entsprechend zusammen. Die Dimensionen (13 mm Kerndurchmesser, 6 cm Ringdurchmesser) sind so gewählt, daß ohne merkliche Stromwärme eine Abstandsänderung

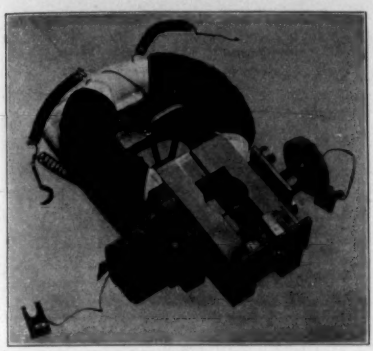


Fig. 3.

von ein bis zwei hundertstel Millimeter erreicht werden kann.

Der Ring trägt zwei angelötete Messingstücke, in die zwei Schrauben, isoliert einerseits mit Bernstein, andererseits mit Hartgummi, mechanisch gesichert eingesetzt sind. Diese Schrauben tragen vorne, eingelötet, Drahtstücke aus dem zu untersuchenden Metall, von denen das eine abgeschliffen, das andere zugespitzt und vorne durch Polieren gerundet ist. Die Kontaktflächen werden zunächst von Hand unter einem Mikroskop auf einen Abstand von $^1/_{200}$ mm gebracht. Die Messung der Bewegung unter dem Einfluß der magnetischen Kräfte erfolgt dann durch Beobachtung von Interferenzringen, die am vordersten Ende des Apparats erzeugt werden. Hier befindet sich eine vertikale, plankonvexe, „platinierte Luftschicht" von $^1/_2$ mm Dicke, die das Licht horizontal durchsetzt, während vor und hinter dieser Schicht der Strahlengang rechtwinklig durch Prismenflächen umgebrochen ist. Vorne, unter den Prismen, ist dann noch ein Gummipfropfen eingeklemmt, der etwa auftretende stimmgabelartige Schwingungen des Apparats dämpft.

Dieser Apparat erfüllt die Bedingung, erschütterungsunempfindlich zu sein, in außerordentlich hohem Maße. Wenn nicht in seiner unmittelbaren Nachbarschaft auf die Unterlage geklopft wird, ist eine Veränderung in der Deutlichkeit der Interferenzstreifen nicht zu beobachten: die Amplitude etwaiger Schwingungen ist also sicher kleiner wie $^1/_{40}$ Wellenlänge.

Die Kontaktflächen können vor und nach der Messung unter dem Mikroskop beobachtet und stärkere Änderungen bemerkt werden.

Die Anordnung kann ins Vakuum gebracht werden; eine eiserne emaillierte Schale, die mit geeignetem Hartgummi und Bernsteindurchführungen versehen ist, nimmt sie auf. Durch ein Spiegelglas als Deckel hindurch können die Interferenzringe im Meßmikroskop beobachtet werden. Die Abdichtung erfolgt ohne Fett durch Quecksilber. Im genügend hohen Vakuum wird man auch unabhängig von der oberen Grenze von 340 Volt und kann die Metallphänomene bei größeren Abständen und Spannungen studieren. Ein seitlich angebrachtes Geißlerrohr dient zur Kontrolle des Vakuums [vgl. Fig. 4].

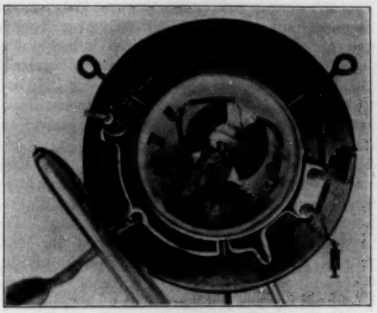


Fig. 4.

An der Hand der Schaltungsskizze (vgl. Fig. 5) möchte ich Ihnen jetzt den bisherigen

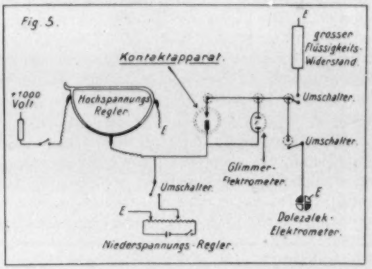


Fig. 5.

Gang der Messungen erläutern. In der Mitte ist der Kontaktapparat schematisch angedeutet. Unmittelbar an seinen Enden liegt das Glimmerblattelektrometer, das also jederzeit die zwischen den Elektroden herrschende Spannung anzeigt.

Die an die Spitze anschließende Leitung, die an den Ecken durch punktierte Ringe ausgezeichnet ist, ist durch Bernstein isoliert und elektrostatisch geschützt. Sie kann durch Umschalter durch einen Flüssigkeitswiderstand von ca. $3 \cdot 10^{10}$ Ohm geerdet werden oder isoliert sein, und durch einen zweiten Umschalter kann ein Dolezalekelektrometer (1 Volt = 1700 mm) angeschaltet werden.

Es wird zunächst durch den Niederspannungsregler eine geringe Spannung, z. B. 1 Volt, an die andere Seite des Kontaktapparats gelegt, und die Elektroden solange langsam genähert, bis das Dolezalekinstrument einen Stromübergang auf den isolierten Teil anzeigt. Diese Stellung wird als Nullstellung gerechnet, und nun ein Abstand, der durch Verschiebung der Interferenzringe gemessen wird, hergestellt. Dann wird nach Abschaltung der Niederspannung und des Dolezalekinstruments durch den Hochspannungsregler eine langsam ansteigende Spannung angelegt, jederzeit angegeben durch das Glimmerelektrometer, bis das Konstantbleiben oder Zurückgehen des Ausschlags dieses Instruments das Übergehen von Elektrizität durch die Trennungsstrecke anzeigt. Die maximal beobachtete Spannung wird als Meßresultat notiert, und dann die Nullpunktskontrolle mit Niederspannung wiederholt. Diese Nachprüfung der Null ist sehr wichtig.

Aus solchen abwechselnden Messungen setzen sich die Beobachtungen zusammen.

Der in der Figur nur schematisch gezeichnete Hochspannungsregler besteht aus einem in sich geschlossenen Glasrohr, dessen Ende zugeschmolzen ist, gefüllt mit flüssigem Kadmiumamalgam (schwarz gezeichnet) und mit Jodkadmium-Amylalkohollösung. Der Apparat kann um eine horizontale Achse gedreht werden und gestattet so das kontinuierliche Variieren der an der Mittelelektrode auftretenden Spannung.

Darf ich Ihnen nun an der Hand einer graphischen Darstellung (vgl. Fig. 6) den Gang einer beliebigen Meßreihe vorführen? Die seitlichen Zahlen bedeuten Abstände in Interferenzringen der grünen *Hg*-Linie (halbe Wellenlängen). Der Nullpunkt der Zählung ist natürlich willkürlich. Sie sehen, daß die Kontaktstellung merklichen Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen deuten auf bisher noch nicht überwundene Oberflächenstörungen. Daß bei sehr scharfer (nicht merklich rund polierter) Spitze diese Störung jede Messung illusorisch macht, zeigt ein folgendes Bild. Dort sind bei jeder Entladung mehrere Wellenlängen Material zerstört worden (vgl. Fig. 7).

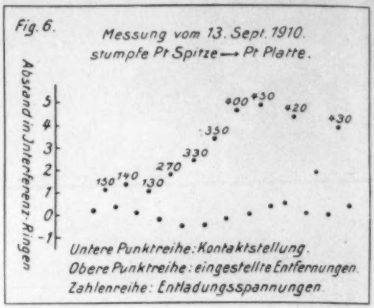


Fig. 6.

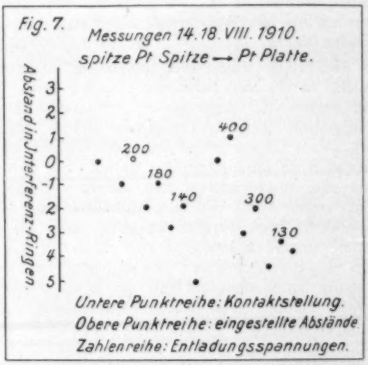


Fig. 7.

Wieweit die bisherigen Beobachtungen Übereinstimmung zeigen, ist aus der Zusammenstellung mehrerer Meßreihen in folgender Skizze ersichtlich (vgl. Fig. 8). Auch meine Messungen zeigen ein Ansteigen der Durchschlagsspannung proportional mit dem Abstand, und zwar verschieden für die beiden untersuchten Metalle.

Es handelt sich bei meinen Flächen schon um besondere, wenn auch noch nicht ideale Metallflächen; sie sind hochglanz poliert, fast mikroskopisch schrammenfrei und sorgfältig gereinigt. Jede Verunreinigung durch bröckliges Metall, Furchen und Grat, Metallstaub setzt die Größe der Durchschlagsspannung herab, daher sind bei Flächen, die ohne besondere Vorsicht gehandhabt werden, Bruchteile meiner Feldstärken zur Einleitung der Entladung aus-

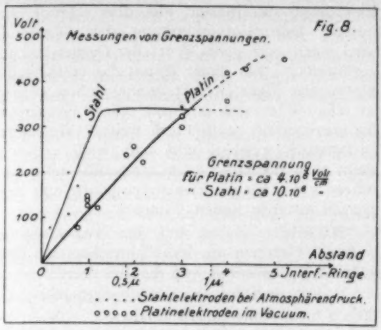


Fig. 8.

reichend. In diesem Sinne sind auch die niedrigeren Werte der englischen Arbeiten zu deuten.

Aus den aufgenommenen Mikrophotographien (vgl. Fig. 9) gewinnen Sie einen Eindruck von

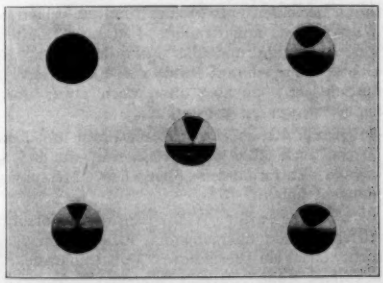


Fig. 9.

dem Anblick, den die Kontaktorgane unter dem Mikroskop machen. Es stehen sich scheinbar zwei Spitzen gegenüber. Die eine Spitze aber ist nur ein Spiegelbild in der entgegenstehenden ebenen Fläche. Die abgebildeten Spitzen haben verschiedene Krümmung, ein Einfluß auf die Grenzspannung ist nicht merkbar. Die Abstände Spitze—Spitze betragen ungefähr $^1/_{150}$ mm, die wahren Abstände Spitze—Platte die Hälfte. Bei den unteren Bildern und dem mittleren Bild, die die Zustände nach häufigeren Entladungen wiedergeben, ist vielleicht auch in der Reproduktion noch zwischen den Spitzen ein Fleckchen zu erkennen, das wohl als eine Anhäufung von Metallstaub zu deuten ist, hervorgerufen durch die Entladung (vgl. die Diskussion).

Die absoluten Werte der gemessenen Feldstärken tragen provisorischen Charakter; sie sind mit ihrer nach Millionen Volt pro Zentimeter zählenden Größe die größten bisher beobachteten. Ihnen entsprechen rechnungsmäßig mechanische Zugkräfte von 5,5 bzw. 35 kg pro qcm. Bei den Platinmessungen wäre übrigens mit einem nicht viel von eins verschiedenen Faktor zu multiplizieren, weil die Interferenzringe zur Abstandsmessung in einiger Entfernung von den Kontaktflächen erzeugt werden.

Richardson schließt aus seinen Messungen über den Austritt von Elektronen aus glühenden Metallflächen, daß die Austrittsarbeit durch eine Potentialdifferenz von einigen Volt gegeben ist. Dividieren wir diese Größe durch eine Länge, die dem Molekularradius der Gastheorie gleichkommt, so kommen wir zu Feldstärken, denen sich die oben gemessenen der Größenordnung nach nähern. Es bedarf jedoch noch weiterer Messungen und Verbesserungen der Versuchsanordnung, um für die Elektronentheorie Folgerungen zu ziehen.

Zum Schluß darf ich Ihnen im Bilde (Fig. 10) einen guten Kameraden vorführen, der mich bei meinen Messungen wesentlich unterstützt hat. Es ist dies das Elektrometer für hohe Spannungen. Die zu messenden Spannungen

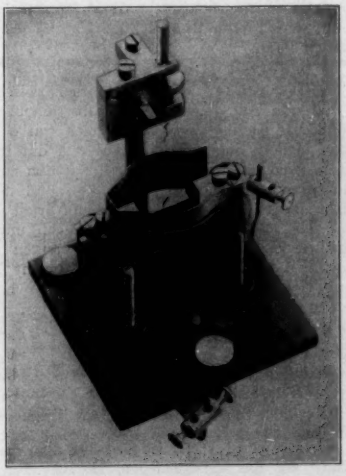


Fig. 10.

werden den beiden Flächen zugeführt, in deren Feld ein platiniertes Glimmerblättchen in 45° Stellung an einem ausgespannten Quarzfaden schwingt, gleichzeitig als Probekörper und Spiegel für objektive Ablesung dienend. Die Schwingungsdauer dieses Elektrometers ist unter einer Sekunde, die Dämpfung so, daß es in zirka 5 Sekunden zur Ruhe kommt; der Meßbereich durch Veränderung des Elektrodenabstands beliebig einstellbar.

(Eingegangen 7. Oktober 1910.)

Diskussion.

E. Meyer: Ich möchte mir eine Frage erlauben in bezug auf das letzte Elektrometer. Sind die Ausschläge der angelegten Spannung proportional?

Vortragender: Bei kleinen Ausschlägen sind sie proportional den Quadraten der Spannung. Man bekommt zuerst eine geringe Empfindlichkeit, mit wachsenden Ausschlägen nimmt die Empfindlichkeit zu, und gegen Ende des Meßbereichs, der durch die Grenzstellung des Blättchens im Felde gegeben ist, ist die Empfindlichkeit wieder gering.

E. Meyer: Kann man die Empfindlichkeit variieren?

Vortragender: Bei dem bisherigen Instrument muß ich durch ruckweises Regulieren der Elektroden die Empfindlichkeit einstellen, aber ich habe ein anderes Instrument in Arbeit, bei dem durch kontinuierlichen Schraubenantrieb die Elektroden verstellt werden können und damit die Empfindlichkeit beliebig eingestellt werden kann.

E. Meyer: Und wie ist der Meßbereich?

Vortragender: Ich habe bisher zwischen 0 und 300 Volt eingestellt. Das Instrument der Abbildung ist auf einen Meßbereich von 0 bis 1500 justiert, aber ich bin überzeugt, daß man durch geeignete Näherung der Elektroden einen Meßbereich zwischen 0 bis 30 Volt und noch tiefer herstellen kann. Der Hauptvorteil ist, daß das Instrument so außerordentlich unverwüstlich ist. Die Spannungen schwanken gelegentlich außerordentlich; das Instrument hat sehr viele Änderungen anzuzeigen. Ich hatte früher einmal ein Wulfsches Elektrometer, aber nach kurzer Zeit wurde es unbrauchbar, weil die Quarzfäden die Leitfähigkeit verloren.

v. Oettingen: Ich möchte den Vortragenden bitten, noch etwas über die Resultate zu sagen, ein zusammenfassendes Resultat der Arbeit.

Vortragender: Es ist das, daß man sagen kann, für die verschiedenen Metalle werden verschiedene Grenzspannungen vorhanden sein. Beim Eintreten der Grenzspannung müßten die Elektronen unmittelbar aus dem Metall austreten. Jede Verunreinigung der Oberfläche wird einen geringeren Wert der Grenzspannung vortäuschen. Ob daher durch die vorliegenden Messungen diese Grenzspannung schon erreicht ist oder ob es sich nur um untere Grenzwerte für sie handelt, muß durch weitere Messungen nachgeprüft werden, und man wird vielleicht, wenn man die Messungen genügend sauber ausführen kann, für die Elektronentheorie eine neue Metallkonstante finden können.

M. Wien: Haben bei den Versuchen im Vakuum Gasreste an den Elektroden eine Rolle gespielt und Einfluß auf die Resultate?

Vortragender: Ich habe derartige Einflüsse bisher nicht konstatieren können.

M. Wien: Wielange wurde evakuiert?

Vortragender: Ich habe mehrere Stunden nach Herstellung des Vakuums angefangen zu messen. Das Resultat schien unabhängig davon, ob mit Luftfüllung oder im Vakuum gearbeitet wurde. Die hauptsächlichsten Störungen sind verursacht durch Metallstaub an der Oberfläche, der vorhanden ist oder durch die Entladung selbst erzeugt wird. Ich habe durch Polieren die Oberfläche möglichst sorgfältig geebnet und durch Reinigen mit Säure und destilliertem Wasser von anhaftendem Fett usw. befreit. Für das Auge und das Mikroskop war also nichts mehr darauf und die Fläche schien optisch leer. Ob aber dann noch etwas übrig ist, ist schwer zu konstatieren.

Marx: Ich möchte mir die Frage erlauben, ob Sie auch über die Stromwerte, die bei so kleinen Entfernungen übergehen, Messungen gemacht haben?

Vortragender: Wenn man nicht Vorsorge trifft, daß die übergehenden Elektritätsmengen nicht über ein bestimmtes Maß hinausgehen, bekommt man Dauerentladungen. Während dieser Entladungen, die durch einen Flüssigkeitswiderstand übergehen, erkennt man an der zuckenden Bewegung des Elektrometers, daß ein kontinuierlicher Strom nicht übertritt. Offenbar wird die Erscheinung verursacht durch den sich bildenden Metallstaub, der sich zu zusammenhängenden Massen zusammenballt oder auseinander stäubt. Das Ende eines solchen Entladungsvorgangs wird dadurch bedingt, daß schließlich der Abstand durch Zerstörung der Metalloberfläche über den kritischen Wert hinausgeht. Dieser durch die Entladung sich bildende Metallstaub wird auch den wesentlichen Bestandteil des Einkontaktkohärers bilden, so daß sich dieser schließlich nur durch die Größe der mitwirkenden Teilchen vom Metall-

feilichtkohärer unterscheidet. Der Metallstaub entsteht nicht, wenn man die beiden Spitzen mechanisch zusammenbringt. Wenn ich sie dagegen bloß nähere und eine Spannung anlege, so entsteht hier nach einiger Zeit das Fleckchen, welches anzeigt, daß hier Metallstaub liegt.

v. Oettingen: Die Richtung des Stromes ist doch wohl immer dieselbe oder ist ein Unterschied in der Entladung zu bemerken, je nachdem die Stromrichtung wechselt?

Vortragender: Die Richtung ist gleichgültig. Wenn man sich im vergrößerten Maßstab die Spitze mit der unter dem Mikroskop beobachteten Krümmung und die gemessenen Abstände aufzeichnet, so erkennt man, daß der Krümmungsradius im Verhältnis zu dem Abstand so groß ist, daß ein merklicher Einfluß der Krümmung innerhalb der Meßgenauigkeit nicht zu erwarten ist.

Sommerfeld: Die Austrittsarbeit des Elektrons am Molekül oder an der Metalloberfläche, von der die Rede war, ist in der im Druck befindlichen Habilitationsschrift von Dr. Debye (über die Elektronentheorie der Metalle) berücksichtigt und u. a. mit dem Richardsoneffekt in Zusammenhang gebracht. Sie ist die einzige neue Konstante dieser Theorie; es wäre sehr schön, wenn man über sie aus den Versuchen des Herrn Vortragenden etwas Direktes erfahren könnte.

G. C. Schmidt (Münster), Über die Elektrizitätsleitung von Salzdämpfen.

1. Im Jahre 1904 fanden A. E. Garrett und R. S. Willows[1]) im Anschluß an Versuche von Beattie[2]), daß Zinkchlorid- und Zinkjodiddämpfe eine beträchtliche Leitfähigkeit besitzen. Ohne Kenntnis von dieser Arbeit zu haben, fand ich[3]) 1907, daß die Dämpfe von zahlreichen anorganischen Salzen bei verhältnismäßig niedriger Temperatur gute Leiter der Elektrizität sind, z. B. Ammoniumchlorid, -bromid, -jodid, die entsprechenden Zink- und Kadmiumsalze, ferner Eisenchlorid, Aluminiumchlorid usw., während die Dämpfe der Quecksilbersalze und aller organischen Substanzen Isolatoren waren. Diese Versuche wurden durch Garrett[4]) bestätigt. Derselbe hat auch die Wanderungsgeschwindigkeit und andere Konstanten der Ionen zu bestimmen versucht; ich werde auf seine Arbeit später zurückkommen.

1) Phil. Mag. (6) **8**, 437, 1904.
2) Ebenda, Juli 1899.
3) G. C. Schmidt u. W. Hechler, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 39, 1907.
4) Phil. Mag. (6) **13**, 728, 1907.

Während die qualitative Untersuchung der Leitfähigkeit keine Schwierigkeiten machte, ergaben quantitative Messungen zunächst Resultate, welche außerordentlich stark voneinander abwichen. Die Leitfähigkeit änderte sich stark mit der Zeit; ein und dasselbe Präparat gab, mit demselben Apparat untersucht, nie dieselben Resultate, das eine Mal war der Abfall eines Elektroskops bei +-Ladung größer, das nächste Mal bei —-Ladung. Die Leitfähigkeit erwies sich vielfach als viel kleiner, wenn vorher eine große EMK angelegt worden war, und nahm trotz der darauf angelegten kleineren EMK noch mit der Zeit ab. Beim Wechsel des Vorzeichens der EMK erhielt man ganz abweichende Zahlen, je nachdem man zuerst +- oder —-Ladung angelegt hatte. In meiner früheren Abhandlung glaubte ich dies Verhalten zum Teil darauf zurückführen zu können, daß die Sonde sich mit der Zeit mit Substanz bedeckte und sich dadurch eine im Laufe der Zeit immer dicker werdende Schicht einer verhältnismäßig schlecht leitenden Substanz bildete. Die Erklärung ist, wie neuere Versuche zeigten, nicht richtig.

2. Die quantitativen Versuche wurden in folgender Weise angestellt: Das offene Ende einer ungefähr 30 cm langen, 2,5 cm weiten, unten zugeschmolzenen, gut gereinigten Röhre aus Quarz oder schwer schmelzbarem Glase wurde durch einen durchlochten Gummipfropfen verschlossen. In der Bohrung befand sich ein zur Erde abgeleitetes, mit Paraffin gedichtetes *T*-Stück aus Metall; oben war ein Schliff angekittet. In den oberen Teil des Schliffes war eine Quarzröhre mit einem 1 mm starken Platindraht so eingekittet, daß sie ungefähr 25 cm in die weite Röhre konzentrisch hineinragte. Der Platindraht war am unteren Ende auf eine Länge von 3 cm frei und bildete so eine Sonde. Mit Hilfe des Schliffes konnte sie leicht herausgenommen und durch Glühen die sublimierte Substanz entfernt werden. In dem Rohre befand sich ein großer Platinzylinder, der die Sonde konzentrisch umgab und der durch einen Platindraht mit einer EMK verbunden werden konnte. Die Sonde führte zu einem Dolezalekschen Elektrometer, dessen Empfindlichkeit etwa 200 Skalenteile = 1 Volt betrug. Das Ganze wurde in einem elektrischen Ofen, dessen Temperatur durch ein Thermoelement gemessen wurde, erhitzt. Bis ungefähr 500° war keine Leitfähigkeit der leeren Röhre zu beobachten, bei höherer Temperatur nahm sie stark zu wegen der Dissoziation der Luft.

3. Die Leitfähigkeit nimmt mit der Zeit stark ab bei den Kadmiumsalzen; bei den Zinksalzen dagegen nimmt sie anfangs zu, erreicht ein Maximum, um darauf schnell zu fallen,

Zur Erläuterung dieses Verhaltens mögen die folgenden beiden Beobachtungsreihen dienen.

Kadmiumjodid.

$T = 211^0$ C. $p = 0{,}3$ mm EMK + 42 V.

Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute	Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute
0	304	35	91
2	218	45	81
4	149	75	67
7	131	105	55
10	121	135	47
15	111	165	45
25	104	195	44

Zinkjodid.

$T = 299^0$ C. $p = 0{,}87$ mm EMK — 2 V.

Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute	Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute
0	76	50	63
2	80	60	50
5	85	70	41
10	99	80	33
15	112	90	28
20	114	100	25
25	109	110	23
30	96	120	21,5
35	96	160	17
40	78	180	10,5

Bevor Messungen über die Ionenkonstanten dieser Salze angestellt werden können, muß zunächst der Grund für die Zunahme bezw. Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit ermittelt werden.

4. Da die Salze sich besonders bei höherer Temperatur stark zersetzen — das Rohr ist ev. mit violetten Joddämpfen erfüllt —, so liegt der Gedanke nahe, daß diese chemische Zersetzung die Ionenbildung hindert und dadurch die Leitfähigkeit herabsetzt. Hierbei können noch Wasserdampf und Sauerstoff der Luft eine Rolle spielen. Um dies zu prüfen, wurde die Luft so weit wie möglich weggepumpt und dadurch der Sublimationspunkt so tief als möglich herabgedrückt. Es gelang auf diese Weise die Zersetzung so weit herabzudrücken, daß erst nach tagelangem Gebrauch Jod in Spuren nachzuweisen war. Der Gang der Kurve war derselbe wie bei höheren Drucken und entsprechend hohen Temperaturen. Ein Einfluß des Sauerstoffs konnte nicht nachgewiesen werden, ebensowenig ein Einfluß des Wasserdampfes.

Aus diesen Beobachtungen ließ sich noch ein weiterer Schluß ziehen. Da nämlich bei hohen Drucken und entsprechend hohen Temperaturen, bei denen die Zersetzung sehr groß ist, die Leitfähigkeit nicht größer ist als bei tiefen Drucken und entsprechend tiefen Temperaturen, bei denen eine chemische Zersetzung kaum nachzuweisen ist, so kann die Zersetzung nicht die Ursache der Ionenbildung sein.

5. Man könnte die Abnahme der Leitfähigkeit auch zurückführen auf eine radioaktive Substanz, die allmählich mit der Zeit herausdestilliert. Um diese Hypothese zu prüfen, wurde das Kadmiumjodid eine Reihe von Malen umkristallisiert und das sich zuerst und zuletzt ausscheidende wurde getrennt untersucht. Es konnte kein Unterschied wahrgenommen werden. Trotzdem die Substanz zwölfmal fraktioniert umkristallisiert wurde, war mit Sicherheit eine Zu- bezw. Abnahme der Leitfähigkeit nicht festzustellen.

Die Hypothese wurde noch in anderer Weise geprüft. Ist nämlich in der ursprünglichen Substanz eine aktivere Substanz enthalten, die allmählich durch Verdampfen entfernt wird, so muß in dem Destillat eine starke Anreicherung an dieser aktiven Substanz stattfinden. Eine größere Menge von CdJ_2 wurde sorgsam im elektrischen Ofen bei möglichst niedriger Temperatur der fraktionierten Destillation unterworfen im Vakuum. Nach ungefähr 48 Stunden, als sich ein genügend großer Beschlag gebildet hatte, wurde derselbe untersucht. Die Leitfähigkeit war sogar noch kleiner als die des ursprünglichen Salzes. Die Destillation wurde noch fortgesetzt bei etwas höherer Temperatur, bis schließlich etwa $^1/_4$ der ganzen Substanz verdampft war. Der Rückstand zeigte innerhalb der Fehlergrenzen dieselbe Leitfähigkeit wie die ursprüngliche Substanz. Damit ist erwiesen, daß kein fremder Stoff die Ursache dieser zeitlichen Abnahme der Leitfähigkeit ist.

6. Aus lichtelektrischen Beobachtungen ist bekannt, daß die Oberfläche aller Substanzen im Laufe der Zeit Ermüdungserscheinungen zeigt. Es war möglich, daß auch bei diesen Substanzen ähnliche Vorgänge eine Rolle spielten, welche die Oberfläche und dadurch den Dampfdruck erniedrigten. Hierdurch könnte die Dampfdichte abnehmen und ebenso die Anzahl der aus dem Dampf sich bildenden Ionen. Die Hypothese ist allerdings nicht sehr wahrscheinlich, denn es müßte die Oberfläche sich ev. außerordentlich rasch verändern; beim CdJ_2 z. B. nimmt die Leitfähigkeit in vier Minuten auf über die Hälfte ab. Dazu kommt, daß durch das fortwährende Verdampfen sich die Oberfläche immer wieder erneuert. Um die Annahme zu prüfen, wurde CdJ_2 bis über den Schmelzpunkt erhitzt. Man erhielt eine Kurve von genau derselben Form wie die oben gegebene. Da nun im flüssigen Zustande die

Oberfläche sich wegen der leichten Beweglichkeit der Moleküle und durch das schnelle Verdampfen immerfort erneuert, so können Ermüdungserscheinungen nicht die Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit sein.

7. In der Literatur finden sich einige Angaben über eine zweite Modifikation des Kadmiumjodids. Es erschien mir möglich, daß sich das Kadmiumjodid beim Erhitzen in diese zweite stabile Modifikation umlagert. Da die stabilen Modifikationen stets einen kleineren Dampfdruck besitzen, so glaubte ich, daß es nicht ausgeschlossen sei, daß die Abnahme der Leitfähigkeit hierauf zurückgeführt werden könnte. Gegen diese Annahme spricht die Tatsache, daß auch alle anderen Kadmium- und Zinksalze sich ähnlich wie CdJ_2 verhalten und bei diesen verschiedene Modifikationen nicht bekannt sind. Trotzdem habe ich sie geprüft. Es ist mir nicht gelungen, diese zweite Modifikation des CdJ_2 herzustellen, so daß ich fest überzeugt bin, daß sie nicht existiert; jedenfalls bildet sie sich nicht beim Erhitzen. Auch in bezug auf Leitfähigkeit unterscheidet sich ein stark erhitztes Präparat nicht vom frisch umkristallisierten.

8. Die Versuche über die Leitfähigkeit wurden in der Weise durchgeführt, daß dauernd mit dem äußeren Zylinder die EMK verbunden war. Nach Aufhebung des Erdkontakts gab der Ausschlag des Elektrometers in $^1/_2$ Minute ein Maß für die Leitfähigkeit. Da bei dieser Versuchanordnung der Strom dauernd hindurchfließt, also Ionen wegschafft, so schien es möglich, daß eine mit der Zeit zunehmende Verarmung durch den Strom die Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit sei. Um dies zu prüfen, wurde der folgende Versuch gemacht: Zwischen der äußeren EMK und dem Platinzylinder in dem Rohre wurde eine Wippe eingeschaltet, derart, daß der Zylinder dauernd mit der Erde verbunden war. Nur in dem Augenblick, wo eine Messung gemacht werden sollte, wurde die EMK angelegt, und sofort nach $^1/_2$ Minute wieder ausgeschaltet. Es wurde nur durch einige wenige Messungen die Gestalt der Kurve festgelegt, um möglichst wenig Ionen durch den Strom zu entfernen. Es ergab sich sowohl bei den Kadmium-, als auch bei den Zinksalzen genau dieselbe Form der Kurve wie früher. Der Ausschlag in der zweiten $^1/_2$ Minute war stets kleiner als in der ersten, ein Beweis, daß eine Verarmung stattfindet; aber da auch, ohne daß ein Strom hindurchgeht, die Leitfähigkeit abnimmt, so ist die Verarmung nicht die einzige Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit.

9. Die Leitfähigkeit ist bedingt durch die Anzahl der Ionen und durch ihre Beweglichkeit. Es fragt sich nun, nimmt die Anzahl der Ionen mit der Zeit ab, oder bleibt die Anzahl konstant, oder wird die Beweglichkeit geringer. Um zwischen diesen beiden Hypothesen eine Entscheidung zu fällen, wurden die folgenden Versuche gemacht: Es wurde zunächst das Rohr ziemlich schnell erwärmt, und zwar sowohl bei +- als auch bei —-Ladung. Die Leitfähigkeit war in beiden Fällen ziemlich gleich. Da stets gleich viel +- wie —-Ionen entstehen und ferner wegen der kurzen Dauer des Versuches die Anlagerung keinen großen Einfluß ausgeübt haben kann, so folgt aus diesem Versuche, daß anfangs beide Ionen ungefähr die gleiche Beweglichkeit besitzen müssen. Darauf wurde bei konstanter Temperatur mit — 42 Volt so lange erwärmt, bis das Gleichgewicht eingetreten war, bei Anlegung von + 42 Volt erhielt man anfangs einen großen Strom, der sehr schnell abnahm, bis schließlich ein Wert erhalten wurde, der nur ein kleiner Bruchteil des mit — 42 Volt erhaltenen war. Wurde jetzt wieder gekehrt, so war der Strom viel kleiner, als der, welcher anfangs mit — 42 Volt erhalten wurde; er nahm mit der Zeit wieder ab, bis schließlich ein Gleichgewicht erhalten wurde. Wurde jetzt wieder gekehrt, so war die Stromstärke anfangs wieder groß, um mit der Zeit abzunehmen und als Endwert den früher mit + 42 Volt erhaltenen zu erreichen. Bei höheren Temperaturen wurden etwas andere Resultate erhalten; man erhielt dieselben Endwerte bedeutend schneller. Dasselbe war auch bei den Zinksalzen der Fall. Um diese Verhältnisse zu erklären, muß man die durch die verschiedene Größe der Elektroden bedingte Unsymmetrie berücksichtigen. In dem hierhergehörigen Falle wirkt die verschiedene Geschwindigkeit der Ionen primär auf das Potentialgefälle an den Elektroden. Dasselbe ist an der Kathode größer als an der Anode, wenn die Geschwindigkeit der negativen Teilchen größer ist als die der positiven. Querschnittsvergrößerung der Elektrode, an welcher das Potentialgefälle größer ist, setzt den Widerstand der Gasstrecke mehr herab als eine Vergrößerung der anderen Elektrode. Sind daher die Elektroden verschieden groß, so ist die Stromstärke dann größer, wenn das größere Gefälle an der größeren Elektrode sich befindet. Hieraus erklärt sich z. B. die starke Unipolarität der Flamme. Auf Grund dieser Überlegung lassen sich die obigen Versuche leicht erklären. Anfangs besitzen beide Ionen ungefähr die gleiche Beweglichkeit; es findet aber im Laufe der Zeit eine Anlagerung statt, und zwar bei den negativen Ionen eine größere als bei den positiven. Vergrößert man nun den Querschnitt dadurch, daß man das Vorzeichen der angelegten EMK

wechselt, wobei jetzt der große Zylinder + wird, während die kleine Sonde — ist, so wird der Widerstand der Gasstrecke herabgesetzt und es fließt anfangs ein starker Strom hindurch. Hierdurch tritt eine starke Verarmung ein. Kehrt man jetzt den Strom, so ist wegen der Verarmung der Strom nicht so groß wie zu Anfang; und da die Anlagerung schneller erfolgt als die Neubildung von Ionen, so nimmt die Leitfähigkeit ab, trotzdem sich die Zahl der Ionen vermehrt. Daß das letztere wirklich der Fall ist, erkennt man daraus, daß, wenn man wieder kehrt, man anfangs einen großen Strom erhält, der mit der Zeit wieder abnimmt. Bei höheren Temperaturen, bei denen die Neubildung von Ionen rascher erfolgt, erhält man schließlich, gleichgültig von welcher EMK, ob + oder —, stets dieselben Endwerte.

Aus diesen Versuchen geht somit mit Sicherheit hervor, daß eine Anlagerung von ungeladenen Molekülen an die Ionen stattfindet. Es fragt sich, ob dieser Einfluß genügt, um die Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit zu erklären. Um dies zu prüfen, wurde die Abnahme der Leitfähigkeit untersucht, nachdem 160 bis 200 Volt angelegt waren, Spannungen, welche genügten, um Sättigung hervorzurufen. Bei den Sättigungsströmen werden bekanntlich die Ionen ebenso schnell weggeführt, wie sie sich bilden und kommt ihre Beweglichkeit nicht in Betracht. Es ergab sich, daß auch bei diesen hohen Spannungen die Leitfähigkeit mit der Zeit abnahm. Daraus geht aber hervor, daß nicht allein die Abnahme der Leitfähigkeit durch die Abnahme der Beweglichkeit, sondern auch durch die Abnahme der Ionenzahl bedingt wird.

10. Aus den bisherigen Versuchen geht somit hervor, daß die Verarmung durch den Strom und die Anlagerung von Molekülen an die Ionen nicht genügen, um die Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit zu erklären; es muß noch ein Prozeß stattfinden, welcher die Zahl der Ionen vermindert. Nun beobachtet man bei allen untersuchten Salzen noch eine chemische Zersetzung; aus dem Zinkjodid und Kadmiumjodid bilden sich z. B. stets freies Zink bezw. Kadmium und Jod. Der Gedanke liegt nahe, daß dieses Jod dadurch entstanden ist, daß sich zwei Jodionen zu einem indifferenten Jodmolekül vereinigt haben, und ebenso bildet sich aus dem Kadmiumion ein ungeladenes Kadmiumatom. Es gehen also die folgenden Prozesse vor sich: Zunächst spaltet sich 1 Mol. CdJ_2 in die Ionen

$$CdJ_2 = Cd^{++} + J_2^{--}.$$

Von diesen Ionen werden einige durch den Strom weggeführt, andere vereinigen sich wieder miteinander zu ungeladenen CdJ_2-Molekülen. Ferner lagern sich an die Ionen noch CdJ_2-Moleküle an. Außerdem geht das Kadmiumion und Jodion in den ungeladenen Zustand über:

$$Cd^{++} + J_2^{--} = Cd^{++} + J_2.$$

Wahrscheinlich spaltet das Jodion ein Elektron ab, welches sich mit dem Kadmiumion vereinigt. Man erkennt hieraus, wie außerordentlich kompliziert das Gleichgewicht bei den Salzdämpfen ist.

11. Während bei den Kadmiumsalzen die Leitfähigkeit mit der Zeit abnimmt, nimmt sie bei den Zinksalzen anfangs zu, um später abzunehmen. Der Unterschied rührt daher, daß die Zerfallsgeschwindigkeit bei den Zinksalzen viel größer ist als bei den Kadmiumsalzen. Dies geht aus den folgenden Versuchen hervor. Wenn man bei den Kadmiumsalzen mit 2 Volt das Gleichgewicht erreicht hat, und man durch Anlegung von z. B. 160 Volt den größten Teil der Ionen entfernt, so dauert es außerordentlich lange, bis man, wenn man wieder 2 Volt anlegt, dieselbe Leitfähigkeit wie vorher erhält, während bei den Zinksalzen der Dampf sich sehr bald erholt. Auch die Versuche beim Kehren der EMK bestätigen diesen Schluß.

12. Bei den Versuchen befand sich stets unten im Rohr Substanz, die allmählich nach oben destillierte. Es ist einleuchtend, daß das der Temperatur entsprechende Gleichgewicht zwischen den ungeladenen Dampfmolekülen und den Ionen fortdauernd durch die neu in den Dampfraum tretenden und aus den Dampfraum an den kälteren oberen Teilen der Röhre sich niederschlagenden Moleküle gestört wurde. In den unteren heißen Teilen der Röhre ist die Zerfallsgeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Wiedervereinigung der Ionen; in den oberen kälteren Teilen der Röhre ist das Umgekehrte der Fall.

Aus den Versuchen geht nun hervor, daß, wenn zu gleicher Zeit eine Destillation stattfindet, erst nach drei Stunden sich das Gleichgewicht einstellt. Dann bilden sich in der Zeiteinheit ebensoviel Ionen, wie durch Wiedervereinigung der Ionen und durch Übergang in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle verschwinden. Es ist einleuchtend, daß, wenn wir dafür sorgen, daß ebensoviel Ionen entstehen, diesen aber nicht die Zeit lassen, um sich in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle umzulagern, die Leitfähigkeit zunehmen muß. Experimentell läßt sich dies durch Vergrößerung der Oberfläche erreichen; hierdurch nimmt die in der Zeiteinheit sich bildende Dampfmenge zu. Durch die größere Destillationsgeschwindigkeit wird erreicht, daß zwar die Dampfdichte und damit

die Zahl der Ionen dieselbe bleibt, aber bevor sich die Mehrzahl in die ungeladenen J_2- und Cd-Moleküle umsetzen kann, sind sie in den kälteren Teil der Röhre übergeführt, wo sie sich zu CdJ_2-Moleküle vereinigen. Außerdem ist bei schneller Destillation das Alter der Ionen klein und daher ihre Beweglichkeit verhältnismäßig groß. Aus allen diesen Gründen war ein Einfluß der Oberfläche zu erwarten. Um dies zu prüfen, wurde in die Röhre eine Pastille von CdJ_2 gebracht. Man erhielt beim Gleichgewicht bei — 42 Volt 21 Skalenteile; als die Pastille durch Stoßen zerstört wurde und dadurch die Oberfläche vergrößert, gab das Elektrometer 51 Skalenteile. Bei einem anderen Versuche, bei dem nachher die Röhre stark geschüttelt wurde, um die Oberfläche zu vergrößern, stieg die Leitfähigkeit von 8 auf 60, also beinahe um das Achtfache.

13. Aus diesen Versuchen geht hervor, daß man, um rekapitulierbare Werte zu erhalten, folgende Bedingungen erfüllen muß: 1. es muß das Gleichgewicht abgewartet werden und 2. während des Versuches muß die Oberfläche konstant bleiben. Da das Gleichgewicht erst nach ungefähr drei Stunden erreicht wird, und während dieser Zeit fortdauernd eine Destillation stattfindet, so lassen sich beide Bedingungen gleichzeitig in aller Strenge nicht erfüllen. Die Oberfläche kann während des Versuches zunehmen, indem sich Substanz auf die Sonde und auf andere Teile der Röhre, die vorher von Substanz frei waren, niederschlägt; gleichzeitig kann sie an anderen Stellen abnehmen. Ob durch die Veränderung der Oberfläche die Leitfähigkeit sich geändert hat, kann man daraus entnehmen, daß man zu Anfang und zum Schluß einer Beobachtungsreihe bei derselben Temperatur und für dieselbe EMK denselben Wert erhält.

Auf diese Weise wurde der Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit festgestellt. Man erhielt eine Kurve, die anfangs langsam mit der Temperatur zunahm und darauf sehr rasch stieg. Die Kurven haben dieselbe Gestalt wie die, welche den Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit der festen Salze darstellt. Der große Einfluß der Temperatur erklärt sich durch die Zunahme der Leitfähigkeit 1. infolge der Zunahme der Dissoziation und 2. infolge der Zunahme der Beweglichkeit, da voraussichtlich bei höheren Temperaturen sich nicht so viel Moleküle an das Ion anlagern, wie bei tiefen, und 3. können wegen der schnelleren Destillation sich nicht so viel Ionen in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle umlagern, wie bei tiefen Temperaturen, bei denen die Verdampfungsgeschwindigkeit klein ist (siehe 10.).

14. Die Kurve, welche die Beziehung zwischen EMK und Leitfähigkeit im Gleichgewichtszustande darstellt, verläuft anfangs geradlinig mit zunehmender EMK; steigert man die EMK noch weiter, so erhält man Sättigung, darauf erfolgt Zunahme der Leitfähigkeit infolge von Stoßionisation, bis schließlich die leuchtende Entladung einsetzt. Je nach dem Druck und der Temperatur verschieben sich die einzelnen Teile gegeneinander. Die folgende Tabelle möge zur Erläuterung dienen:

CdJ_2 in Stickstoff.

Druck = 3,24 mm. $T = 381^0$ C.

Volt	Skalenteile	Volt	Skalenteile
+ 2	26	+ 168	95
4	41	210	100
6	46	252	116
8	49	294	172
10	54	336	686
42	68	378	1461
84	80	420	∞
126	86		

15. Die Kurve, welche den Einfluß des Druckes darstellt, ist ebenfalls stark gekrümmt; mit Abnahme des Druckes nimmt die Leitfähigkeit stark zu. Als Beispiel teile ich die folgende Tabelle mit:

ZnJ_2 in Stickstoff.

Spannung — 2 V. 283^0 C.

Druck in mm	Skalenteile
756	5
274	8
102	18
23	67
1,84	145

16. Aus den Beobachtungen geht hervor, daß wir es bei den Salzdämpfen mit außerordentlich verwickelten Gleichgewichtszuständen zu tun haben. Da Herr Garrett nirgends angibt, ob er das Gleichgewicht abgewartet und ob er den Einfluß der Oberfläche berücksichtigt hat, so kann ich seinen Angaben über die Wanderungsgeschwindigkeit, Diffusionsgeschwindigkeit usw. der Ionen keinen großen Wert beilegen. Ich hoffe, sobald eine Arbeit über die Leitfähigkeit der Eisen-, Aluminium- und Zinnsalze beendet ist, diese Größen einwandfreier bestimmen zu können.

Aus den Beobachtungen geht hervor, daß sich an die Ionen Dampfmoleküle anlagern. Da nach dem Nernstschen Verteilungsgesetz bei gegebener Temperatur die Konzentration aller Ionenarten im Dampfzustande in einem be-

stimmten Verhältnis steht zu der Konzentration im flüssigen bezw. festen Zustande, so folgt, daß auch im flüssigen Zustande sich an die Ionen ungeladene Moleküle anlagern müssen, ein Schluß, zu dem bereits Herr Lorentz auf anderem Wege gelangt ist.

W. v. Ignatowsky (Berlin), Einige allgemeine Bemerkungen zum Relativitätsprinzip.

Als Einstein seinerzeit das Relativitätsprinzip einführte, nahm er parallel mit demselben an, daß die Lichtgeschwindigkeit c eine universelle Konstante sei, d. h. für alle Koordinatensysteme denselben Wert behalte. Auch Minkowski ging bei seinen Untersuchungen von der Invariante $r^2 - c^2t^2$ aus, obwohl nach seinem Vortrage „Raum und Zeit“[1]) zu urteilen, er dem c mehr die Bedeutung einer universellen Raum—Zeit-Konstante beilegte, als diejenige der Lichtgeschwindigkeit.

Nun habe ich mir die Frage gestellt, zu welchen Beziehungen bezw. Transformationsgleichungen man kommt, wenn man nur das Relativitätsprinzip an die Spitze der Untersuchung stellt und ob überhaupt die Lorentzschen Transformationsgleichungen die einzigen sind, die dem Relativitätsprinzip genügen.

Um diese Fragen beantworten zu können, wiederholen wir noch einmal, was uns das Relativitätsprinzip an und für sich ergibt.

Haben wir zwei zueinander mit konstanter Geschwindigkeit translatorisch bewegte Koordinatensysteme K und K', so besagt uns das Relativitätsprinzip, daß beide Systeme als gleichwertig angesehen werden können, d. h. jedes von ihnen kann als ruhend und das andere als bewegt angesehen werden. Mit anderen Worten: wir können keine absolute Bewegung bestimmen.

Sind aber K und K' gleichwertig und können wir im System K irgendeine physikalische Größe E durch eine Funktion der Parameter $a_1, a_2, a_3, \ldots$ ausdrücken, also schreiben

$$E = \varphi(a_1, a_2, a_3, \ldots), \tag{1}$$

so muß die entsprechende Größe E' im System K' durch dieselbe Funktion φ der entsprechenden Parameter $a_1', a_2', a_3', \ldots$ ausgedrückt werden können, d. h. es wird sein

$$E' = \varphi(a_1', a_2', a_3', \ldots). \tag{2}$$

Angenommen, wir würden E' durch die ungestrichenen Parameter darstellen, z. B.

$$E' = f(a_1, a_2, a_3, \ldots), \tag{3}$$

so muß, da K und K' gleichwertig sind, die Gleichung

$$E = f(a_1', a_2', a_3', \ldots) \tag{4}$$

richtig sein. Die Gleichungen (1) bis (4) bilden die mathematische Formulierung des Relativitätsprinzips.

Bezeichnet weiter q die Geschwindigkeit des Systems K' in bezug auf K, von letzterem aus gemessen, und q' die Geschwindigkeit des Systems K von K' aus gemessen, so muß augenscheinlich sein

$$q' = -q. \tag{5}$$

Betrachten wir nun einen rein kinematischen Vorgang, wo also nur x, y, z und t in Betracht kommen, so können wir z. B. folgende Gleichung hinschreiben

$$x' = \varphi(x, y, z, t, q) \tag{6}$$

und ähnliche für y', z' und t'. Denn x, y, z und t sind als Parameter zu betrachten, durch welche, unter anderen, eine physikalische Erscheinung beschrieben werden kann, und aus (1) bis (4) ersehen wir, daß im allgemeinen a_1 nicht gleich a_1' zu sein braucht.

Obwohl die folgenden Rechnungen sehr elementar sind, so werde ich hier, zwecks Raumersparnis, nur den Gedankengang und die Endresultate anführen, und verweise auf die näheren Details in einem Artikel von mir, der demnächst in dem Archiv f. Math. u. Phys. erscheinen wird.

Wir bezeichnen den Einheitsvektor, der die Richtung in der Bewegung von K' in bezug auf K angibt, durch $\mathfrak{c}_0$, legen die X- bezw. X'-Achse in diese Richtung und nehmen weiter zur Vereinfachung an, daß die X'-Achse die Verlängerung der X-Achse bildet. Da der Raum als homogen und isotrop anzunehmen ist, so läßt sich hieraus und aus Symmetriegründen zeigen, daß in der Gleichung (6) y und z nur implizite durch r auftreten können, wo r die Entfernung eines Punktes von der X-Achse bedeutet. Weiter läßt sich zeigen, daß $r = r'$ sein muß und infolgedessen kann x' nicht von r abhängen. Wir können deshalb statt (6) schreiben

$$\left.\begin{aligned} x' &= \varphi(x, t, q) \\ t' &= f(x, t, q) \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

und entsprechend wegen (3) und (4)

$$\left.\begin{aligned} x &= \varphi(x', t', q') \\ t &= f(x', t', q') \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Nehmen wir das vollständige Differential von (7) und (8), so ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx + s\,dt \\ dt' &= p_1\,dx + s_1\,dt \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

und

$$\left.\begin{aligned} dx &= p'\,dx' + s'\,dt' \\ dt &= p_1'\,dx' + s_1'\,dt' \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

wo p, s, p', s' usw. die entsprechenden partiellen Differentialquotienten bedeuten, welche wir vorläufig noch als unbekannte Funktionen von x, t, q bezw. x', t', q' betrachten müssen.

1) Diese Zeitschr. 10, 104, 1909.

Es bezeichne D die Determinante

$$D = \begin{vmatrix} p & p_1 \\ s & s_1 \end{vmatrix} = p s_1 - p_1 s, \qquad (11)$$

so folgt aus (9) und (10)

$$\left.\begin{aligned} p' &= \frac{s_1}{D}; & s' &= -\frac{s}{D} \\ p_1' &= -\frac{p_1}{D}; & s_1' &= \frac{p}{D}. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Wir nehmen jetzt in K und K' zwei Elemente dx und dx' von solcher Länge, daß, wenn sie gegenseitig auf Ruhe gebracht würden, sie gleich lang sind. Messen wir jetzt dx' synchron von K aus (also $dt = 0$), so erhalten wir

$$dx' = p\,dx. \qquad (13)$$

Messen wir dx synchron von K' aus (also $dt' = 0$), so folgt dementsprechend

$$dx = p'\,dx'. \qquad (14)$$

Nun sind beide Systeme K und K' gleichwertig und dx und dx', gegenseitig auf Ruhe gebracht, gleich lang. Folglich müssen die von beiden Systemen aus gemessenen Längen gleich sein. Also ist

$$p = p'. \qquad (15)$$

Hieraus und (12) ergibt sich

$$p^2 = s_1 s_1'. \qquad (16)$$

Verfolgen wir jetzt die Bewegung irgendeines substantiellen Punktes oder irgendeiner Erscheinung im Raum und bezeichnen die entsprechende Geschwindigkeit durch v bezw. v'. Es ist dann auf Grund von (9) leicht nachzuweisen, daß

$$v' = \frac{v + (p-1)\,c_0 \cdot c_0 v + s c_0}{A} \qquad (17)$$

ist, wo

$$A = s_1 + p_1 c_0 v \qquad (18)$$

bedeutet.

Da v vollständig willkürlich ist, so ist klar, daß p, s usw. von v nicht abhängen können. Nehmen wir an, der bewegliche Punkt ruhe in bezug auf K'. Dann ist $v' = 0$ und $v = q c_0$. Hieraus und aus (17) erhalten wir

$$s = -pq. \qquad (19)$$

Auf Grund des Vorhergehenden erhalten wir durch ähnliche Überlegungen

$$s_1 = p, \qquad (20)$$

so daß wir schreiben können

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx - pq\,dt \\ dt' &= p_1\,dx + p\,dt. \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

Es bleibt uns nur noch p_1 und p zu bestimmen, denn die gestrichenen Größen erhalten wir aus (12).

Zu diesem Zweck führen wir noch ein drittes Koordinatensystem K'' ein, welches sich in derselben Richtung c_0 bewegt, mit einer Geschwindigkeit q_2, gemessen von K aus. Die Geschwindigkeit von K', gemessen von K'' aus, ist q_1. Für das Paar $K''K'$ bezeichnen wir die den p_1, p, q analogen Größen durch $\bar{p}_1$, $\bar{p}$, q_1 und für das Paar KK'' durch p'', p_1'', q_2. Dann läßt sich leicht nachweisen, daß folgende Beziehung existiert:

$$\frac{p_1}{p\,q} = \frac{\bar{p}_1}{\bar{p}\,q_1} = \frac{p_1''}{p''\,q_2}. \qquad (22)$$

Da hier jeder Bruch voneinander unabhängige Größen enthält, so ersehen wir, daß derselbe nur eine Konstante sein kann, die wir durch $-n$ bezeichnen. Wir erhalten also endgültig

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx - pq\,dt \\ dt' &= -pqn\,dx + p\,dt. \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

Aus (15) und (12) ergibt sich ferner

$$p^2 = \frac{1}{1 - q^2 n}$$

oder

$$p = \frac{1}{\sqrt{1 - q^2 n}}. \qquad (24)$$

Aus (24) folgt, daß n, welche Größe wir als eine universelle Raum—Zeit-Konstante bezeichnen können, das reziproke Quadrat einer Geschwindigkeit ist, also eine absolut positive Größe.

Wir ersehen, daß wir den Lorentzschen ähnliche Transformationsgleichungen erhalten haben, nur daß an Stelle von $\frac{1}{c^2}$ hier n steht. Außerdem ist aber noch das Zeichen unbestimmt, denn wir konnten ebensogut unter der Wurzel in (24) das Pluszeichen setzen.

Um jetzt nun den Zahlenwert und das Zeichen von n zu bestimmen, müssen wir uns an das Experiment wenden. Da wir uns bei der obigen Ableitung auf keine spezielle physikalische Erscheinung gestützt haben, so folgt, daß wir auf Grund einer beliebigen Erscheinung n bestimmen können und immer denselben Wert für n bekommen müssen, denn n ist ja eine universelle Konstante.

Wir können z. B. die Länge eines bewegten Meters von uns aus synchron messen. Ergibt die Messung, daß er sich verkürzt hat, so ist das Minuszeichen zu wählen und aus der Verkürzung läßt sich dann n berechnen. Nun wird aber bekanntlich diese Verkürzung so klein sein, daß wir sie nicht direkt werden messen können.

Wir wenden uns jetzt zu den elektrodynamischen Gleichungen und speziell zu dem Fall einer gleichförmig bewegten Punktladung. Wir wissen, abgesehen vom Relativitätsprinzip, daß die Niveaufläche des Konvektionspotentials obiger Punktladung für den ruhenden Beobachter ein Heaviside-Ellipsoid sein wird, dessen Achsenverhältnis gleich $\sqrt{1 - q^2/c^2}$ ist. Nun müssen wir auf Grund des Relativitätsprinzips schließen, daß für den mit der Punktladung mitbewegten Beobachter die Niveaufläche des Potentials eine

Kugel ist. Eine Kugel wird aber dem ruhenden Beobachter als ein Ellipsoid, mit dem Achsenverhältnis gleich $\sqrt{1-q^2 n}$, erscheinen. Demnach muß sein $\sqrt{1-q^2/c^2} = \sqrt{1-q^2 n}$. Dies ergibt

$$n = \frac{1}{c^2}. \qquad (25)$$

Und hieraus erst folgt, daß c für alle Koordinatensysteme konstant ist. Zugleich ersehen wir, daß durch den Zahlenwert von c die universelle Raum—Zeit-Konstante n bestimmt wird.

Es ist jetzt klar, daß durch obige Ableitung der Transformationsgleichungen die Optik ihre Sonderstellung in bezug auf das Relativitätsprinzip verloren hat. Dadurch gewinnt das Relativitätsprinzip selbst an allgemeinerer Bedeutung, denn es hängt nicht mehr von einer speziellen physikalischen Erscheinung, sondern von der universellen Konstante n ab.

Dennoch können wir der Optik bezw. den elektrodynamischen Gleichungen eine Sonderstellung einräumen, aber nicht in bezug auf das Relativitätsprinzip, sondern in bezug auf die anderen Zweige der Physik, und zwar insofern, als es möglich war, aus diesen Gleichungen die Konstante n zu bestimmen.

Wenn wir anderseits die andern physikalischen Gleichungen dem Relativitätsprinzip entsprechend umformen und dabei das Vorkommen in denselben der Konstante n ersehen, so brauchen wir durchaus nicht zu schließen, daß hierbei irgendwelche elektrische Kräfte im Spiele sind, sondern folgern vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus nur, daß Raum und Zeit ihr Gepräge auf alle physikalischen Erscheinungen aufdrücken vermittelst der Konstante n.

Um noch deutlicher die Bedeutung von n zu veranschaulichen, ziehen wir eine Analogie aus der Optik heran, und zwar die Beziehung zwischen Bild und Objekt. Vom rein optisch-geometrischen Standpunkte aus sind Objekt und Bild vertauschbar. Genau dasselbe trifft zu, wenn wir einen bewegten Maßstab beobachten, der uns verkürzt erscheint. Wir können sagen, daß Raum und Zeit uns den bewegten Maßstab abbilden, so daß wir nur das Bild desselben sehen, wenn wir den ruhenden Maßstab als Objekt annehmen.

Wir können also in vollem Maße Minkowski beistimmen, welcher in seinem Vortrage „Raum und Zeit“[1]) sagt: „Die Kontraktion ist nicht etwa als Folge von Widerständen im Äther zu denken, sondern rein als Geschenk von oben, als Begleitumstand des Umstandes der Bewegung“, eben weil n eine universelle Konstante ist.

1) l. c., S. 106.

Zum Schlusse möchte ich noch mit ein paar Worten die vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus möglichen Geschwindigkeiten erwähnen.

Betrachten wir den Ausdruck (24) für p.

Von p hängt die Verkürzung ab, die wir bei einer mit dem System K' bewegten Strecke beobachten. Es hat deshalb keinen Sinn, anzunehmen, daß p imaginär werden kann, d. h. q muß stets kleiner als c sein. Was bedeutet aber q? Es bedeutet q die Geschwindigkeit des Koordinatensystems K', und also kann diese nicht größer als c sein. Mit anderen Worten: keines von den Ruhekoordinatensystemen kann sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen. Nun dürfen wir aber unter einem Ruhekoordinatensystem nicht etwa nur ein mathematisches Gebilde verstehen, sondern müssen uns dabei eine materielle Welt mit ihren Beobachtern und synchronen Uhren denken. Umgekehrt nehmen wir an, daß wir jeden substantiellen Punkt auf Ruhe transformieren können. Hieraus folgt demnach, daß sich ein substantieller Punkt nicht mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen kann.

Nun fragt es sich: Gibt es Geschwindigkeiten, nicht von substantiellen Punkten, sondern von Erscheinungen, die größer als die Lichtgeschwindigkeit ist, abgesehen von Phasen- bezw. von Gruppengeschwindigkeiten? Diese Frage müssen wir im bejahenden Sinne beantworten.

Ohne auf die näheren Details einzugehen, in bezug auf welche ich auf meine letzte Arbeit in den Ann. d. Phys. verweise[1]), möchte ich hier nur in Kürze an einem Beispiel diese Frage erläutern.

Aus den Lorentzschen Transformationsgleichungen läßt sich folgendes leicht ableiten.

Es bedeute $x_2 - x_1$ die Entfernung zweier im System K festen Punkte in der Richtung von c_0. Diese Entfernung werde nun vom bewegten Beobachter in K' synchron gemessen, wobei er die Strecke l' erhält. Für den ruhenden Beobachter werden dabei die beiden synchronen Uhren, die der Beobachter in K' an den beiden Enden von l' aufgestellt hat, um seine synchrone Messung von $x_2 - x_1$ zu machen, eine Zeitdifferenz $t_2 - t_1$ aufweisen, die gleich ist:

$$t_2 - t_1 = qn(x_2 - x_1), \qquad (26)$$

hieraus folgt

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{1}{qn} = \frac{c^2}{q}. \qquad (27)$$

Nun denken wir uns in dem System K' einen Stab von der Länge l' und nehmen an, die Beobachter auf K' hätten sich verabredet, den Stab zu gleicher Zeit (mit Hilfe ihrer syn-

1) Bd. **33**, 607, 1910.

chronen Uhren) an beiden Enden, senkrecht zu c_0, aufzuheben. Für den ruhenden Beobachter wird dies aber nicht zu gleicher Zeit geschehen, und zwar wird ihm in dem Moment, wo das eine Ende des Stabes mit x_1 zusammenfällt, dasselbe erhoben erscheinen, das andere Ende erst dann, wenn es mit dem Punkt x_2 zusammenfällt, also nach einer Zeit $t_2 - t_1$, die sich aus (26) berechnet. Der Stab wird für den ruhenden Beobachter einen Knick aufweisen, der sich für ihn mit einer Geschwindigkeit $V = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$ bewegen wird. Aus (28) erhalten wir

$$V = \frac{1}{qn} = \frac{c^2}{q} > c, \qquad (28)$$

denn q ist, wie früher bemerkt, stets kleiner als c.

Wir wenden uns jetzt zu der Gleichung (17), welche wir, da uns jetzt alle Größen p, s, p_1 und s_1 bekannt sind, folgendermaßen schreiben können:

$$\mathfrak{v}' = \frac{\mathfrak{v} + (p-1)\, c_0 \cdot c_0 \mathfrak{v} - p q c_0}{p\,(1 - qn c_0 \mathfrak{v})}. \qquad (29)$$

Nun nehmen wir an, es bewege sich etwas in der Richtung von c_0 mit einer Geschwindigkeit v. Dann ist $\mathfrak{v} = v c_0$, und wir erhalten aus (29), wenn wir zugleich den Einheitsvektor c_0 streichen,

$$v' = \frac{v - q}{1 - vqn}. \qquad (30)$$

Aus (28) ersehen wir, daß sich der Knick für uns, d. h. für den ruhenden Beobachter, um so schneller fortpflanzt, je kleiner q ist, also je langsamer sich K' in bezug auf K bewegt. Denken wir uns jetzt an die Stelle der bewegten Beobachter, so wird uns die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Knickes unendlich groß erscheinen, denn die Beobachter heben ja den Stab zu gleicher Zeit laut ihren synchronen Uhren auf. Dasselbe Resultat erhalten wir auch aus (30). Denn ersetzen wir dort den Wert von v durch V aus (28), so ergibt sich $v' = \infty$.

Wir können demnach sagen, um die Bedeutung von V noch prägnanter zu charakterisieren, daß V diejenige Geschwindigkeit ist, welche man im System K benötigt, um die Zeit im System K' einzuholen.

Die Existenz der Geschwindigkeit

$$V = \frac{1}{qn} = \frac{c^2}{q} > c$$

ist als eine Folgerung aus dem Relativitätsprinzip aufzufassen und insbesondere ergibt sie sich als unmittelbare Konsequenz der Begriffe von synchronen Uhren und synchronen Messungen.

(Eingegangen 23. September 1910.)

Diskussion.

Sommerfeld: Die Unmöglichkeit der Überlichtgeschwindigkeit bei Vorgangsgeschwindigkeiten ist von Einstein daraus geschlossen, daß, oder wie er drastisch sagt, daß man mit der Überlichtgeschwindigkeit in die Vergangenheit telegraphieren könnte. Damit ist gemeint, nicht die Geschwindigkeit irgendeines Vorganges, sagen wir mal Signalgeschwindigkeit. Es gibt zweifellos mannigfache Vorgänge, die sich auch nach der Relativtheorie mit Überlichtgeschwindigkeit fortpflanzen dürfen. Bei anormal dispergierenden Körpern z. B. pflanzt sich die Phase des Lichtes fort mit einer Geschwindigkeit, die Überlichtgeschwindigkeit sein kann. Ein Widerspruch gegen das Relativitätsprinzip ist das gewiß nicht, denn mit einem ununterbrochenen periodischen Wellenzuge kann man kein Signal geben. Neulich hat mir Herr Einstein ein anderes einfaches Beispiel mitgeteilt, bei dem ebenfalls Überlichtgeschwindigkeit vorhanden ist, aber auch da handelt es sich nicht um eine „Signalgeschwindigkeit". Denken Sie sich zwei Lineale, die unter einem sehr spitzen Winkel gegeneinander geneigt sind und bewegen Sie das eine etwa mit 1 cm Geschwindigkeit gegen das andere, so pflanzt sich der Schnittpunkt auf dem andern mit beliebig großer Geschwindigkeit fort. Sollte das Beispiel des Herrn Vortragenden nicht auch mehr Ähnlichkeit mit diesem Vorgang haben als mit einem Signal.

Vortragender: Gewiß; als Signalgeschwindigkeit habe ich das auch nicht bezeichnet. Wenn wir zwei Haken aufstellen, so wird, wenn wir den Stab bewegen, der Knick an den beiden Haken anstoßen, und wir können die Geschwindigkeit des Knicks messen. Ich möchte vorläufig dahin gestellt sein lassen, ob man damit auch Signale übertragen kann. Ich bin darauf gekommen durch die Untersuchungen über starre Körper (siehe Annalen der Physik **33**, 607, 1910), wobei der starre Körper nach der Eulerschen Methode behandelt wurde. Dabei ergibt sich, daß die Geschwindigkeit sich innerhalb eines starren Körpers in ihrer eigenen Richtung mit einer Geschwindigkeit c^2/v fortpflanzt.

Sommerfeld: Ich glaube, der Begriff des starren Körpers muß so weit modifiziert werden, daß die Reaktionen in ihm sich nicht mit Überlichtgeschwindigkeit fortpflanzen.

Vortragender: Wenn wir von der Bornschen Differentialgleichung ausgehen, so kommen wir zu einer Geschwindigkeit größer als die des Lichtes für die Fortpflanzung der Geschwindigkeit selbst. Wir haben ein Volumenelement, das wir als starr betrachten. Dieses Volumen-

element bei seiner Bewegung auf Ruhe transformiert erhält seine Form. Das ist die Bornsche Differentialgleichung. Halten wir diese Bedingung ein, so ergibt sich Überlichtgeschwindigkeit. Wir wissen vorläufig nicht, wie sich tatsächlich der Körper bewegen wird, da wir keine Aussage über die inneren Kräfte des Körpers machen können. Die Bornsche Differentialgleichung ist nur eine Bedingung, der die Bewegung des starren Körpers genügen muß.

Born: Ich möchte zu der Bemerkung über den starren Körper nur einige Worte hinzufügen. In der Tat pflanzt sich in diesem jede Wirkung für einen mitbewegten Beobachter momentan, also für einen ruhenden Beobachter mit Überlichtgeschwindigkeit fort. Könnte man zeigen, daß das dem Relativitätsprinzip widerspricht, indem man auf diese Weise „in die Vergangenheit telegraphieren" kann, so müßte man den Begriff des starren Körpers wohl aufgeben. Die Differentialausdrücke, durch deren Verschwinden ich die Starrheit definiert habe, blieben damit doch brauchbar, denn da sie ein Maß für die Deformation des Volumenelementes sind, müßten sie die Grundlage für eine dem Relativitätsprinzip genügende Elastizitätstheorie abgeben. Wie jene von dem Herrn Vortragenden erwähnte „Fortpflanzung der Geschwindigkeit mit Überlichtgeschwindigkeit" zustande kommt, kann man in der Darstellung Minkowskis ganz anschaulich machen. Ich denke mir eine Stange von der Länge l (der Redner zeichnet bei dem folgenden an der Tafel) und lege sie parallel der y-Achse; senkrecht auf der xy-Ebene trage ich als dritte Koordinate die Zeit auf, um mir die sukzessiven Lagen der Stange zu vergegenwärtigen. Wenn die Stange ruht, wird sie offenbar durch Striche dargestellt, die in der t-Richtung übereinander liegen und sich zu einem ebenen Bande parallel der yt-Ebene zusammenfassen lassen. Gibt man nun der Stange eine Bewegung in der Richtung der x-Achse, so läuft das darauf hinaus, daß dieses Band nach der x-Richtung hin verbogen wird. Soll die Stange am Schlusse wieder ruhen, so wird das Band schließlich wieder parallel der yt-Ebene. Um nun zu zeigen, daß der Vorgang sich mit Überlichtgeschwindigkeit fortpflanzt, nehme ich ein neues, bewegtes Koordinatensystem, d. h. in unserer Figur, ich führe gemäß den Lorentzschen Transformationen schiefwinklige Parallelkoordinaten ein, bei denen die t'-Achse gegen die t-Achse und die $x'y'$-Ebene gegen die xy-Ebene geneigt ist. In diesem System werden gleichzeitige Ereignisse durch Ebenen dargestellt, die gegen die alte xy-Ebene schief liegen. Schneidet man nun das vorhin konstruierte verbogene Blatt mit einer solchen schiefen Ebene, so ist der Schnitt offenbar nicht gerade, sondern hat eine Ausbiegung, die sich nach rechts verschiebt, wenn man die schneidende Ebene nach oben rückt, d. h. sie bewegt sich nach rechts mit Überlichtgeschwindigkeit. Das andere Beispiel, von dem Herr v. Ignatowsky gesprochen, bezieht sich auf die Bewegung, die ich als Hyperbelbewegung bezeichnet habe (das Folgende wird wiederum an einer Zeichnung erläutert). Diese wird in der xt-Ebene durch eine Schar von Hyperbeln dargestellt, die die Geraden $x = \pm ct$ zu Asymptoten haben. Sie genügt meinen Differentialgleichungen der Starrheit und man kann leicht einsehen, daß die Punkte, die gleiche Geschwindigkeit haben, auf den durch den Nullpunkt gehenden Geraden liegen. Diese Linien stehen aber schräg und ihre Neigung ist kleiner als die der Geraden $x = \pm ct$. Die Stelle, wo die Geschwindigkeit q herrscht, pflanzt sich also durch den Körper mit Überlichtgeschwindigkeit fort.

Vortragender: Ich hatte darüber noch einige Worte hinzufügen wollen. Einstein kommt auf folgende Formel hinaus (Annalen der Physik **23**, 381, 1907),

$$T = l\,\frac{1 - Wv/V^2}{W - v}$$

und sagt, daß, wenn W größer als V ist (V bei Einstein ist das, was im Vortrag mit c bezeichnet war), man v stets so wählen kann, daß T kleiner als Null, also T negativ wird, d. h. daß man in die Vergangenheit telegraphieren könnte. Wenn man aber W gleich V^2/v (c^2/q im Vortrag) setzt, so wird der Zähler hier gleich Null, d. h. die Geschwindigkeit wird unendlich für das Koordinatensystem, in welchem der Stab sich befindet. Denn diese Geschwindigkeit (c^2/q) ist nichts anderes als diejenige, welche nötig ist, um die Zeit im bewegten Koordinatensystem, in welchem der Stab sich befindet, von uns aus, vom ruhenden System aus, einzuholen. Denn hätten wir eine Uhr, die sich mit dieser Geschwindigkeit von uns aus gerechnet bewegen würde, so bewegt sie sich für das Koordinatensystem, wo sich der Stab befindet, nach dem Obigen mit unendlich großer Geschwindigkeit; das kommt darauf hinaus, daß sie überall in dem System gleichzeitig vorhanden wäre. Also befinden sich in dem System beliebig viele synchrone Uhren, woraus folgt, daß diese Geschwindigkeit tatsächlich diejenige ist, um die Zeit in dem bewegten System einzuholen. Es ist also dieser Wert c^2/q die Grenzgeschwindigkeit, bei welcher der Zähler obiger Formel Null wird, also T gleich O, aber nicht negativ. Eine größere Geschwindigkeit kann man sich eben nicht vorstellen.

Th. Kaluza (Königsberg/Pr.), Zur Relativitätstheorie. (Wegen Erkrankung des Autors nicht selbst vorgetragen.)

Bei der eigenartigen Stellung, die die Rotation eines (in Bornschem Sinne) starren Körpers in der Relativitätstheorie einnimmt, schien es interessant, zwei eng miteinander verknüpfte Fragen aufzurollen, einmal die Frage nach einer auf einem derart bewegten Körper zu etablierenden Geometrie, sodann die Frage nach den ebendort geltenden Gesetzen der Zeitvergleichung.

Dem Relativitätsprinzip gemäß wird man als „Eigengeometrie" eines irgendwie bewegten Körpers (zu einer bestimmten Eigenzeit) im allgemeinen die Geometrie des betreffenden Orthogonalschnittes des Weltlinienbündels anzusehen haben; ferner wird man zwei Raum-Zeitpunkte als „gleichzeitig" gelten lassen, wenn sie auf demselben Orthogonalschnitt liegen. Im Falle starrer Translation sind diese Orthogonalräume linear; die Eigengeometrie ist durchweg euklidisch. Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei dem einfachsten der Spezialfälle starrer Bewegung (vgl. Herglotz, Noether), bei der starren Rotation. Bleibt man der Einfachheit halber im R_3 (Kreisscheibe in ihrer Ebene um ihren Mittelpunkt rotierend, Winkelgeschwindigkeit $= 1$), so hat man als Weltlinien ein Bündel koaxialer Schraubenlinien gleicher Ganghöhe („Schraubenbündel"). Das Schraubenbündel ist anorthotom; infolgedessen ist zunächst von einer Eigengeometrie im obigen Sinne nicht die Rede, ebensowenig wie von einer „Ruhgestalt" der rotierenden Scheibe. Man kann nur von einer stets euklidischen „Individualgeometrie" und einer „Individualgestalt", bezogen auf einen bestimmten Punkt der Scheibe sprechen (vgl. die Theorie der linearen Komplexe). Hat man z. B. drei Punkte 1, 2, 3, und zieht man in der Individualgeometrie von 1 die Verbindungsgerade 23, so erscheint 23 in den Geometrien von 2 und 3 im allgemeinen nicht als Gerade usf.

Es gelingt aber, eine generelle Geometrie aufzustellen, die kurz ebenfalls Eigengeometrie genannt werde. Man muß dazu folgende Forderung erheben: Betrachtet man irgendeinen Punkt P der Scheibe, so sollen die durch P gehenden Geraden der Eigengeometrie auch Gerade der Individualgeometrie von P sein. Im Schraubenbündel konstituiert sich die Eigengeometrie in folgender Weise: Punkte sind die einzelnen Schraubenlinien, als Gerade gelten solche eindimensionale Mannigfaltigkeiten von Schraubenlinien, die von ein und derselben Geraden orthogonal geschnitten werden. Besondere Beachtung erfordert hier das Eindeutigkeitspostulat der Geraden. Schneidet man das Schraubenbündel mit einer Ebene senkrecht zur Achse (Individualgeometrie des Mittelpunktes), so repräsentieren sich die Geraden der Eigengeometrie in dieser Ebene als Spiralen vom Typus

$$\varphi - \varphi_0 = \arccos \frac{r_0}{r} \pm r_0 \sqrt{r^2 - r_0^2}$$

(r und φ Polarkoordinaten; je nach den Realitätsverhältnissen gilt das obere oder untere Zeichen).

Die Aufgabe, durch zwei Punkte der Ebene eine „Eigengerade", d. h. eine der obigen Spiralen zu legen, führt auf die Gleichung für Ψ

$$\Phi = \Psi + R \sin \Psi,$$

die aus der Astronomie als „Keplersche Gleichung" bekannt ist. Die Frage nach der Eindeutigkeit der Lösungen ist zu bejahen für $R < 1$. (einfache geometrische Interpretation). Da der Radius der rotierenden Scheibe infolge der Beschränkung auf Unterlichtgeschwindigkeit eine bestimmte endliche Grenze nicht überschreiten darf, kann man schließen, daß das Eindeutigkeitspostulat der Geraden in der Tat erfüllt ist (was bei Zulassung von Überlichtgeschwindigkeiten nicht mehr allgemein der Fall wäre). Eine nähere Untersuchung zeigt dann die Eigengeometrie der rotierenden Scheibe als eine nicht-euklidische, speziell Lobetschefskijsche Geometrie.

Als Bogenlänge hat man zu definieren:

$$\int \sqrt{1 + \frac{r^2}{1 \pm r^2} \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2}\, dr \quad (\text{„Eigenbogen"}),$$

als Inhalt

$$\int \frac{r^2}{\sqrt{1 \pm r^2}}\, d\varphi \quad (\text{Eigeninhalt}").$$

Die zweite der eingangs gestellten Fragen gibt zu folgenden Überlegungen Anlaß:

Stellt man zwischen zwei Scheibenpunkten zwei Zeitvergleichungen an, indem man die beiden Punkte einmal direkt, ein andermal unter Einschaltung eines außerhalb der Verbindungsgeraden beider Punkte gelegenen Zwischenpunktes vergleicht, so weichen die Resultate der beiden Zeitvergleichungen voneinander ab: Die Zeitvergleichung erscheint auf der rotierenden Scheibe als abhängig vom Wege. Vergleicht man einen Punkt längs einer geschlossenen Kurve „differentiell" mit sich selbst, so zeigt der Punkt eine Zeitdifferenz gegen sich selbst („Schlußfehler"). Eine genauere Untersuchung ergibt die Größe des Schlußfehlers (gemessen in Eigenzeit) gleich dem doppelten Eigeninhalt der Zeitvergleichungskurve. Aus der Existenz des Schlußfehlers ergibt sich die theoretische Möglichkeit eines Nachweises der Erdrotation durch rein optische bzw. elektromagnetische Experimente. (Kein Widerspruch gegen die Relativitätstheorie.) Prak-

tisch realisieren läßt sich die Idee vorderhand wohl nicht; handelt es sich doch im besten Falle um $2 \cdot 10^{-7}$ sec.

(Eingegangen 23. September 1910.)

R. Müller-Uri (Braunschweig), Neuere physikalische Apparate.

Von den Konstruktionen, welche bei mir in der letzten Zeit herausgekommen sind, möchte ich Ihnen jetzt drei vorführen dürfen, die bereits mehrfach Aufnahme gefunden haben.

1. Das Coulombmeter zur Bestimmung des elektrochemischen Äquivalents ohne Wägung nach W. Stephan.

Durch die Behandlung der Kathode vor und nach der Elektrolyse und die notwendigen Wägungen war die messende Verfolgung des Fa-

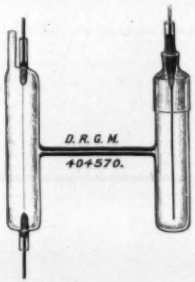


Fig. 1. Coulombmeter nach Stephan.

radayschen Gesetzes, namentlich bei Vorlesungen und im Unterricht umständlich und zeitraubend. Das Coulombmeter gestattet die Wägung der Kathode überhaupt zu vermeiden, indem es diese durch die Messung eines elektrischen Widerstandes ersetzt. Hierbei fällt jede besondere Behandlung der Kathode fort und die Versuche gewinnen daher außerordentlich an Einfachheit und Kürze der Ausführung. Der Apparat ist aus Glas gefertigt. Er besteht aus 2 zylindrischen Kammern, die durch ein Kapillarrohr verbunden sind. Die eine der Kammern enthält als Kathode den axial gespannten Platindraht von genau kalibrierter Stärke, an den sich nach außen die Kupferzuleitungsdrähte anschließen. Die andere, die Anodenkammer, wird oben durch eine aufgeschliffene Kappe abgeschlossen, in welche auswechselbare Anodendrähte mittels ihrer Schliffstücke eingesetzt werden. Als normale Ausstattung werden jedem

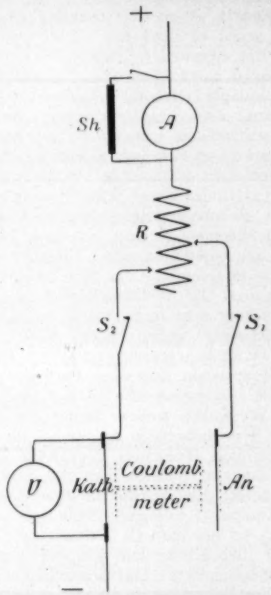


Fig. 1a. Schaltungsschema.

Apparat 3 Wechselanoden, *Cu*, *Ag* und *Pt*, beigegeben. Das Füllen oder Entleeren des Zersetzungsgefäßes geschieht am besten durch die Anodenkammer nach Abheben der Schliffkappe; es könnte auch durch den für den Luftausgleich vorgesehenen Tubus der anderen Hälfte erfolgen.

Die Bestimmung der Masse des Metallniederschlages wird durch die Widerstandsabnahme der Kathode, die der aufgelagerte Metallmantel verursacht, nach einer beliebigen zur Messung kleiner Widerstände geeigneten Methode ausgeführt — am einfachsten durch kombinierte Strom- und Spannungsmessung. Die auf der Kathode niedergeschlagene Metallmasse ergibt sich aus der sehr einfachen, leicht ableitbaren Formel — aus der Masse findet man in bekannter Weise das elektrische Äquivalent durch Division mit der zur Elektrolyse aufgewandten Strommenge. Die Dauer eines Versuches beträgt bei diesem Verfahren nur wenige Minuten, es ist daher möglich in einer Stunde mehrere zusammenhängende Messungen durchzuführen und auszuwerten.

Auch luftunbeständige Metalle können auf

diese Weise untersucht werden, weil die Bestimmung der Niederschlagsmasse erfolgt, ohne daß die Kathode aus dem Elektrolyten entfernt wird.

Die Abmessungen des Kapillarrohrs werden der zur Verfügung stehenden Spannung angepaßt; diese muß daher für jeden Fall mitgeteilt werden. Der Apparat steht unter Patentschutz D. R. G. M. 404 570. Ein ausführlicher Prospekt gibt Anleitung und Beispiele.

2. Die Revolverkamera zum schnellen, folgeweisen Wechseln einer Reihe von Spektralröhren, D. R. G. M. 324 547.

Die Einrichtung dieser Stativart habe ich auf Wunsch eines belgischen Gelehrten konstruiert. Dieser wünschte eine Anzahl häufig gebrauchter Spektralröhren auf einem Stativ so vereinigt zu sehen, daß man mit einem Handgriffe jedes gewünschte Stück des Satzes sofort in richtiger Lage vor dem Apparat und fertig eingeschaltet stehen hätte. Dies ist durch die

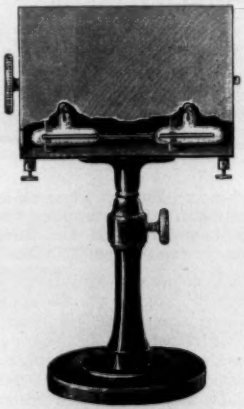


Fig. 2. Revolverkamera (D.R.G.M.) für Geißler-Plücker-Spektralröhren.

Revolverkamera erzielt worden. In dieser Stativkammer sind 6 Spektralröhren fest montiert an die den Strom abnehmenden Kontakte gelegt. Durch jede Drehung um eine Radiuslänge wird die benachbarte Röhre eingeschaltet und in das Gesichtsfeld des Spektralapparates gebracht. Auf der Griffscheibe des Karussellseinsatzes ist der Inhalt jedes Rohres der Serie angegeben und zwar in der, der innen befindlichen Röhre entsprechenden Stellung. Das Stativ ist innen wie außen schwarz gehalten,

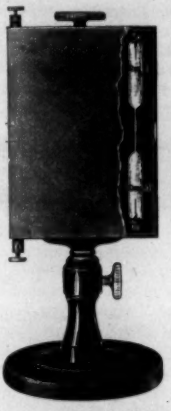


Fig. 3. Revolverkamera (D.R.G.M.) für Spektralröhren, neues Modell.

wodurch störende Lichtreflexe, soweit möglich, vermieden werden. Die Polklemmen des Gehäuses besitzen Ebonitmantel und Scheibe, so daß auch bei event. Schaltungsstörungen Entladungen dort vermieden sind.

Die Revolverkamera wird sowohl für die Originalform (Plücker-Geißlersche) der Spektralröhren als auch für meine neue Art für Längs- und Quersicht mit freiragenden Enden D. R.

Fig. 4. Spektralröhre für Längs- und Querdurchsicht.

G. M. 215 124 gebaut — die erstere Art hochgestellt mit Schlitzöffnung, die andere mit liegendem Gehäuse und Kreisöffnung. Auch die erstere Art kann liegend montiert werden. Die für jede Kamera gewünschten Röhren und die Reihenfolge, in welcher sie montiert werden sollen, wird der Aufgabe in jedem Falle beizufügen sein.

3. A. Righis Röhren zu Experimental-Versuchen über magnetische Strahlen — D. R. G. M.

(Ricerche Sperimentali sui Raggi Magnetici 1908) Memorie della R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna und La materia radiante e i raggi magnetici 1909.

In seinem 1909 erschienenen Werke gibt der Verfasser nach eingehender Übersicht über

die bekannten Tatsachen, welche der neueren Auffassung des Wesens und der Erscheinungen elektrischer Entladungen entsprechen, Bericht über den Verlauf und die Art der Versuche, die ihn zur Erkennung der magnetischen Strahlen

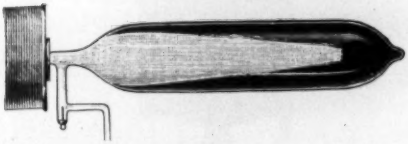


Fig. 5. Weiteste Righiröhre 1 m lang. (D.R.G.M.)

geführt haben. Der strahlenden Materie ist in 4 Kapiteln — Einleitung, Strahlen negativer Elektronen, Strahlen positiver Ionen und mögliche Existenz anderer Arten der strahlenden Materie — der erste Teil gewidmet, der zweite behandelt in 5 Kapiteln die magnetischen Strahlen.

Von den großen Versuchsröhren, welche ich für diese Arbeiten zu liefern hatte, habe ich ein Exemplar, sowie die zur Anstellung der Versuche nötigen Spulen hier aufgestellt. — Röhre wie Spulen entsprechen genau den neue-

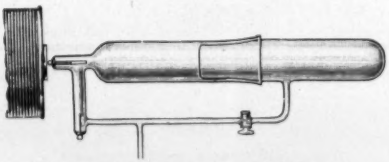


Fig. 6. Zweiteilige Righiröhre. (D.R.G.M.)

sten dafür gegebenen Vorschriften Righis. Außer dem größten Modelle, welches ich hier zeige, gibt es auch ein etwas engeres, aber gleich langes Rohr gleicher Art, und beide Größen werden sowohl fertig evakuiert, als auch zum Selbstevakuieren eingerichtet, das heißt dann mit feingeschliffenem Vakuumhahn versehen hergestellt. Außer diesen Modellen ist auch noch ein zerlegbares Modell mit Schliff, durch welchen beide Teile vereinigt sind, vorhanden. Diese letztere Art ist sowohl im Kataloge 1909, 265, als auch im Righischen Werke bereits erwähnt. Sie ähnelt dem Lenardschen Kathodenstrahlenrohr mit vorgeschliffener Kammer (welches ich seit 1898 in meinem Katalog führe). Zum Betrieb der Röhren wird am besten eine mehrplattige Influenzmaschine, welche 1000 bis 1200 Volt gibt, verwendet. Da jede Röhre etwas anders geartet ist, ist dieser Wert nicht konstant, doch wird er meist nur kleinen Abweichungen unterworfen sein. — Die hier vorhandene Röhre geht am besten mit 1100 Volt. Das Ende der Righiröhre, welches die Kathode enthält, wird beim Versuche in den Weicheisenkern der Spule eingeschoben und die zweite, sonst gleich große, aber mit Polschuh versehene Spule seitlich aufgestellt. Die Spule an der Kathode erhält beim Versuche 15—20 Amp. —, die seitlich aufgestellte Ablenkungsspule 12 bis 15 Amp., die letztere muß bequem verschiebbar aufgestellt sein. Der nach Einschaltung der Kathodenspule auftretende Strahlenkegel wird durch die seitliche Ablenkungsspule je nach Stellung und Stromstärke beeinflußt. Die auf den photographischen Platten des Righischen Buches gezeigten Erscheinungen lassen sich auf diese Weise gut erzielen. (Folgt Demonstation.)

Diskussion.

Byk: Darf ich fragen, was hier bei der Revolverkamera als Isolationsmaterial verwendet ist; ist es Hartgummi?

Vortragender: Es wird hartes Holz genommen, welches in Öl gesotten ist. Hartgummi verbietet sich, weil es sehr leicht aufspringt, sowohl beim Montieren als auch während des Gebrauchs.

Leo Grunmach (Berlin), Über einen neuen Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten nach der Steighöhenmethode. Mit zwei Tafeln (XXVII u. XXVIII).

Bevor ich zu meinem eigentlichen Vortragsthema übergehe, möchte ich Sie zunächst um Entschuldigung bitten, daß ich leider nicht in der Lage bin, Ihnen, wie im Programm angekündigt war, auch die seismometrischen Apparate zu demonstrieren, welche ich gemeinsam mit Herrn Dr. Weidert in den letzten Jahren bei unseren Untersuchungen an der Queistalsperre angewandt habe, um die durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgebrachten Felserschütterungen der Periode und Amplitude nach zu messen. Über diese Untersuchungen und deren Ergebnisse hatte ich auf der vorjährigen Naturforscherversammlung die Ehre, Ihnen Bericht zu erstatten[1]). Die Untersuchungen

1) L. Grunmach, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 29. Juli 1909; ferner: L. Grunmach, Verh. d. D. Phys. Gesellsch. 11 (21), 583, 1909; diese Zeitschr. **10**, 853, 1909; Ann. d. Phys. (4) **30**, 951, 1909.

sollen nunmehr in dem mir zur Verfügung gestellten Schloß Laufen bei Schaffhausen weitergeführt werden, um die durch den Rheinfall verursachten Felserschütterungen zu messen. Bei den Vorarbeiten für diese Untersuchung haben sich indessen gewisse Schwierigkeiten herausgestellt, die es mir zu meinem Bedauern nicht möglich machten, die Apparate hierher zu transportieren. —

Der Apparat, den ich mir erlauben will, Ihnen heute vorzuführen, lehnt sich im Prinzip an den bekannten Vorlesungsapparat an, bei welchem die zu untersuchende Flüssigkeit in dem von zwei vertikalen gegeneinander geneigten Glasplatten gebildeten keilförmigen Raum kapillar hoch gezogen wird, und zwar um so höher, je kleiner der Plattenabstand ist, d. h. je näher die Flüssigkeit der Kante des von den Glasplatten gebildeten Flächenwinkels ist. Die Oberfläche der Flüssigkeit zwischen den beiden Glasplatten stellt sich bekanntlich in einer bestimmten Fläche ein, die von den begrenzenden Platten in Hyperbeln geschnitten wird (Fig. 1). Wählt man die Kante des von den Glasplatten gebildeten Flächenwinkels φ als Y-Achse, als Anfangspunkt o des Koordinatensystems den Schnittpunkt der Y-Achse mit der Flüssigkeitsoberfläche und als X-Achse die Richtung der Winkelhalbierenden des horizontalen Winkels φ, so ist der Plattenabstand b an irgendeinem beliebigen Punkte P der Kurve, dessen Koordinaten x und y sind,

$$b = 2x \cdot \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2},$$

und es ergibt sich, wenn die Flüssigkeit die Oberflächenspannung α und die Dichte σ hat, unter der Annahme, daß die Glasplatten von der Flüssigkeit vollkommen benetzt werden, an der betrachteten Stelle die Höhe, bis zu der die Flüssigkeit ansteigt,

$$y = \frac{\alpha}{\sigma x \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}},$$

hieraus also

$$xy = \frac{\alpha}{\sigma \cdot \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}};$$

die Gleichung ist also von der Form

$$xy = \text{const},$$

d. h. die Gleichung einer Hyperbel. Ist also die Möglichkeit geboten, für jeden Punkt der Kurve die Koordinaten x und y sowie den zugehörigen Plattenabstand genau zu messen, so ergibt sich die Oberflächenspannung der zu untersuchenden Flüssigkeit aus der Gleichung

$$\alpha = xy\sigma \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}.$$

Hierauf gründet sich die Konstruktionsform des vorliegenden Apparates, der nach meinen Angaben von der optischen Anstalt C. P. Goerz in Friedenau bei Berlin ausgeführt worden ist und durch die Figuren 2a und 2b dargestellt wird. Bei der Konstruktion ist in erster Linie Gewicht gelegt worden auf eine bequeme Zerlegbarkeit des ganzen Apparates, um jedesmal alle Teile desselben, die mit der Flüssigkeit in Berührung kommen, sorgfältigst reinigen zu können. Dem zur Aufnahme der Flüssigkeit dienenden Gefäß ist die Form einer Küvette gegeben, die aus den beiden Spiegelglasplatten P_1 und P_2 gebildet wird, welche durch Schrauben S an ein U-förmiges, beiderseits plangeschliffenes Zwischenstück U angepreßt werden. Dies Zwischenstück ist vorläufig aus Rotguß hergestellt, kann aber auch aus Glas hergestellt werden für den Fall, daß die zu untersuchenden Flüssigkeiten solche sind, durch die Metall angegriffen wird. Die Küvette ist in dem Konus eines sehr massiven gußeisernen, als Grundplatte dienenden Dreifußes, der durch drei Stellschrauben und Libelle nivelliert werden kann, mit einem durch eine Druckschraube feststellbaren Zapfen aufgesteckt. Diese Grundplatte trägt eine starke Säule, die in ihrem oberen Teile die Form eines dreikantigen Prismas hat, auf welchem der horizontale Halter für die bewegliche Glasplatte P_3 auf- und abbewegt und durch eine Druckschraube festgeklemmt werden kann. Den keilförmigen Raum, in dem die Flüssigkeit kapillar hochgezogen wird, bilden nun die Glasplatten P_1 und P_3. Dadurch, daß die eine dieser beiden Glasplatten gleichzeitig die Vorderwand des die Flüssigkeit aufnehmenden Gefäßes bildet, wird eine nicht unwesentliche Vereinfachung und für subjektive wie für objektive Beobachtung der Kurven zweckmäßige Verbesserung erzielt. Um den Flächenwinkel zwischen den beiden Glasplatten P_1 und P_3 nach Wunsch regulieren und messen zu können, wird der die Glasplatte P_3 tragende, um eine horizontale Achse drehbare Arm durch eine Feder F ständig nach vorn gedrückt; durch ein verschiebbares Gewicht G kann die Platte P_3 mit ihrem unteren Ende nach vorn an die Vorderwand der Küvette angedrückt werden, so daß sie, da ihre linke Seite scharfkantig geschliffen ist, auf der ganzen Länge der Berührungslinie mit gleichem Druck an der vorderen Gefäßwand anliegt, die beiden Glasplatten somit auf dieser Seite in einer mathematischen Linie sich berühren. Auf

der rechten Seite stützt sich die Glasplatte P_3 gegen die Spitze einer Mikrometerschraube M von 0,25 mm Ganghöhe, deren Trommel in 250 Teile geteilt ist, so daß 0,001 mm direkt abgelesen werden kann. Diese Mikrometerschraube ist, um beim Auseinandernehmen und Reinigen des Gefäßes nicht hinderlich zu sein, an einem kräftigen, zwischen Spitzen gelagerten Träger ausklappbar befestigt. Von den drei Glasplatten ist die innere Seite der vorderen das Gefäß abschließenden Platte P_1, sowie die Vorderseite der in die Flüssigkeit tauchenden beweglichen Platte P_3 absolut plan geschliffen. Um ein Verziehen dieser beiden Platten beim Schleifen zu verhüten, darf die Dicke derselben nicht zu gering gewählt werden; sie beträgt bei dem vorliegenden Apparat etwa 13 mm. Ferner sind auf der Vorderseite des Glasplatte P_1, um ein leichtes und sicheres Auswerten der photographierten Kurven zu ermöglichen, vertikale Linien in genau bekannten Abständen voneinander eingeätzt, und ebenso ist auf der Vorderseite der beweglichen Platte P_3 eine Millimeterteilung eingeätzt, um für jeden Flächenwinkel φ den senkrechten Abstand der Spitze der Mikrometerschraube von der Schnittkante der beiden Planflächen messen zu können. Zur Bestimmung des Nullpunktes der Mikrometerschraube, d. h. derjenigen Stellung der Mikrometerschraube, bei welcher die beiden Platten mit ihren ganzen Flächen einander berühren, also den Winkel Null miteinander bilden, wird nach Entfernung der Glasplatte P_3 eine planparallele Hilfsplatte gegen die innere Seite der vorderen Glasplatte P_1 mittels einer geeigneten Federklemme leicht angedrückt, und das Eintreten der Verzerrung der zwischen den beiden Platten sich bildenden Interferenzstreifen beobachtet. Der Apparat eignet sich sowohl für subjektive wie objektive Beobachtungen. Für die subjektive Beobachtung benutze ich ein Fueßsches Kathetometer (Fig. 3), das auch in horizontaler Richtung mittels Trieb und Zahnstange sowohl wie mittels Feinbewegung verschoben werden kann, und dessen Horizontalverschiebung auf einer, unterhalb der Schienen angebrachten Millimeterteilung und einem entsprechenden, am Schlitten angebrachten Nonius bis auf 0,05 mm abgelesen werden kann. Die objektive Beobachtung erfolgt durch Projektion oder durch photographische Aufnahme der zwischen den Glasplatten sich ausbildenden Kurven der Flüssigkeitsoberfläche. Hernach werden entweder mittels auf Glas geätzter, in Quadratmillimeter geteilter Koordinatennetze die Koordinaten x und y, oder noch bequemer mittels auf Glas geätzter Hyperbeltafeln unmittelbar die Produkte $x\,y$ ausgewertet.

Solche Hyperbeltafeln (Fig. 4), das sind Systeme von Hyperbeln, deren jede also die Eigenschaft hat, daß die Produkte der Abstände ihrer Punkte von den beiden Hyperbelachsen konstant und gleich einer bestimmten Fläche $(x \cdot y = F)$ sind, werden vielfach in der geodätischen Praxis zu Flächeninhaltsermittelungen gebraucht und eignen sich, da die Kurven sehr exakt aufgetragen und mit einer dem betreffenden Flächeninhalt entsprechenden Bezifferung versehen sind, außerordentlich gut für unsere Zwecke zur bequemen und sicheren Auswertung der konstanten Produkte $x \cdot y$.

Die Methode der photographischen Aufnahme der Kurven hat vor der der kathetometrischen Ablesung ihrer Koordinaten den nicht hoch genug anzuschlagenden Vorteil, daß sie in einer außerordentlich kurzen Zeit, nämlich in einem Bruchteil einer Sekunde, die ganze Kurve fixiert, die so viel Einzelbeobachtungen in sich enthält, wie wenn in demselben Zeitmomente Steighöhen in einer sehr (theoretisch unbegrenzt) großen Anzahl von Kapillarröhren verschiedener Werte gleichzeitig beobachtet wären. Die Methode der kathetometrischen Ablesung erfordert natürlich eine beträchtlich größere Zeitdauer für eine Beobachtung; sie kann und wird deshalb im Vergleich mit der photographischen dazu dienen, die Änderung der Spannung der Flüssigkeitsoberfläche in Abhängigkeit von der Zeit zu studieren. Denn es ist bekannt, daß sich bei den meisten Flüssigkeiten während der Zeit, die zwischen der Bildung der Oberfläche und der Messung vergeht, ihre Spannung ändert; daß z. B. die Spannung mit der Zeit sehr stark abnimmt beim Quecksilber und beim Wasser, selbst wenn dies vor Verunreinigungen geschützt im Vakuum nur mit seinen eigenen Dämpfen in Berührung ist.

Bisher sind von mir mit dem neuen Apparat zwei Flüssigkeiten eingehender untersucht worden, nämlich: absoluter Alkohol und reine Oleinsäure[1]), bezogen von C. A. F. Kahlbaum in Berlin. Von jeder der beiden Flüssigkeiten sind eine größere Anzahl photographischer Aufnahmen von Kurven ihrer Oberflächenspannung gemacht worden, die mittels eines auf Glas geätzten Koordinatennetzes ausgewertet wurden, und deren Ergebnisse zum Teil in folgender tabellarischen Zusammenstellung wiedergegeben sind.

1) Oleinsäure habe ich aus einem besonderen Grunde gewählt: Ich bin nämlich seit einiger Zeit mit einer Untersuchung über die Beruhigung von Wellen durch Öl und andere Flüssigkeiten beschäftigt. In einer Broschüre, „Die Lehre von der Wellenberuhigung" von M. M. Richter (Berlin, Gustav Schmidt, 1894), wird nun die wellenberuhigende Wirkung von Ölen ihrem Gehalt an Oleinsäure zugeschrieben.

Reine Oleinsäure.

Dichte: $\delta_{18{,}85/4} = 0{,}8938$,
Beobachtungstemperatur 20° C.

Kurve 1

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2{,}181}{95{,}7}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
25	11,6	290	290
30	9,7	291	
35	8,5	297,5	
Mittel:		293	

Hieraus berechnet sich
$\alpha = 0{,}02997$ g/cm
$= 29{,}41$ dyn/cm

Kurve 2

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}681}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	18,6	372	
25	15,0	375	
30	12,6	378	376
35	10,8	378	
40	9,4	376	394
Mittel:		375,8	

Hieraus berechnet sich:
$\alpha = 0{,}02959$ g/cm
$= 29{,}04$ dyn/cm

Kurve 3

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}181}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
30	17,8	534	536
35	15,15	530,25	
40	13,3	532	
45	11,9	535,5	
50	10,8	540	540
55	9,8	539	
Mittel:		535,1	

$\alpha = 0{,}02957$ g/cm
$= 29{,}02$ dyn/cm

Kurve 4

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}931}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	19,55	684,3	
40	17,1	684	690
45	15,1	679,5	
50	13,7	685	
55	12,4	682	
60	11,6	696	690
65	10,7	695,5	
70	10,0	700	
Mittel:		688,3	

$\alpha = 0{,}02999$ g/cm
$= 29{,}43$ dyn/cm

Kurve 5

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}681}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	26,2	917	
40	23,1	924	926
45	20,6	927	
50	18,6	930	
55	16,9	930	
60	15,65	939	944
65	14,5	942	
70	13,55	948	
75	12,7	952,5	
Mittel:		934,4	

$\alpha = 0{,}02990$ g/cm
$= 29{,}34$ dyn/cm

Hauptmittel: $\alpha = 0{,}02986$ g/cm
$= 29{,}30$ dyn/cm.

In Fig. 5 ist die Kurve 11 für Alkohol, in Fig. 6 die Kurve 5 für Oleinsäure etwas verkleinert wiedergegeben.

Absoluter Alkohol (99,54 Gewichtsprozente).

Dichte $\delta_{20/4} = 0{,}7908$,
Beobachtungstemperatur 20° C.

Kurve 8

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}2425}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	59,4	2079	
40	52,1	2084	
45	46,3	2083,5	
50	41,7	2085	2100
55	38,0	2090	
60	35,0	2100	
65	32,4	2106	
70	30,1	2107	2110
75	28,2	2115	
80	26,5	2120	
Mittel:		2096,9	

Hieraus berechnet sich
$\alpha = 0{,}02106$ g/cm
$= 20{,}67$ dyn/cm

Kurve 9

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}4925}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	51,85	1037	1044
25	41,7	1040	
30	34,8	1044	
35	29,8	1042	
40	26,25	1050	1046
45	23,3	1043	
50	21,0	1050	
55	19,1	1051	
60	17,5	1050	1056
65	16,2	1053	
70	15,0	1050	
Mittel:		1046,4	

$\alpha = 0{,}02134$ g/cm
$= 20{,}94$ dyn/cm

Kurve 10

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}7425}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	34,4	688	684
25	27,8	694	
30	23,0	690	
35	19,8	693	
40	17,4	696	700
45	15,4	693	
50	13,9	695	
55	12,7	698,5	
60	11,6	696	698
Mittel:		693,7	

$\alpha = 0{,}02133$ g/cm
$= 20{,}93$ dyn/cm

Kurve 11

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}9925}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	26,05	521	520
25	20,7	517,5	
30	17,4	522	
35	15,0	525	
40	13,0	520	
45	11,7	526,5	
50	10,5	525	526
Mittel:		522,4	

$\alpha = 0{,}02147$ g/cm
$= 21{,}07$ dyn/cm

Kurve 12

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}4925}{95{,}5}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
15	23,0	346,5	
20	17,2	344	
25	13,8	345	
30	11,6	348	350
35	10,0	350	
Mittel:		346,7	

$\alpha = 0{,}02143$ g/cm
$= 21{,}03$ dyn/cm

Kurve 13

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}9925}{95{,}4}$$

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
15	16,9	253,5	
20	12,8	256	
25	10,3	257,5	
30	8,6	258	260
Mittel:		256,2	

$\alpha = 0{,}02116$ g/cm
$= 20{,}76$ dyn/cm

Hauptmittel: $\alpha = 0{,}0213$ g/cm
$= 20{,}90$ dyn/cm.

Bei jeder Kurve ist der zugehörige Neigungswinkel φ durch seine Tangente, nämlich

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\text{Ablesung der Mikrometerschraube in mm}}{\text{Entferng. ihr. Spitze v. d. Flächenkante in mm}}$$

angegeben. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus ihren Überschriften klar; die erste Kolumne gibt die gemessenen Abszissen x, die zweite die zugehörigen Ordinaten y, die dritte deren Produkt $x\,y$, die vierte endlich zum Vergleich hiermit das Produkt $x\,y$, welches die erwähnte Hyperbeltafel liefert. Der für die Oberflächenspannung der reinen Oleinsäure von mir nach dieser Methode gewonnene Hauptmittelwert beträgt

$$\alpha_{20} = 0{,}02986\ \text{g/cm} = 29{,}30\ \text{dyn/cm}\,.$$

Der für die Oberflächenspannung des absoluten Alkohols nach dieser Methode gewonnene Hauptmittelwert

$$\alpha = 20{,}90\ \text{dyn/cm} = 0{,}0213\ \text{g/cm bei } 20^0\,\text{C}$$

ist größer als der Wert, den ich früher nach der Kapillarwellenmethode[1]) gewonnnen habe, nämlich $\alpha = 0{,}0195$ g/cm bei 20^0 C.

Zum Vergleich seien noch einige von anderen Forschern gefundene Werte der Oberflächenspannung von Alkohol mitgeteilt:

Quincke. .	(Steighöhen)	0,0223
Quincke. .	(Blasen)	0,0228
Lenard . .	(Schwingende Tropfen)	0,0245
Volkmann	(Steighöhen)	0,0238
Jäger . . .	(Steighöhen)	0,0228
Grunmach	(Kapillarwellen)	0,0195
Grunmach	(Steighöhen)	0,0213

Aus den Tabellen ist ersichtlich, daß die Produkte $x \cdot y$ im Gegensatz zur Theorie **keine vollkommene Konstanz**, sondern deutlich einen **Gang** zeigen, und zwar fallen sie für kleine Werte von x zu klein aus und nehmen mit wachsendem x zu, bis sie einen konstanten Endwert erreichen. Das Hyperbelgesetz ist also nicht allgemein, sondern nur innerhalb gewisser Grenzen strenge richtig. Die Ermittelung der Ursache der Abweichung sowie die rechnerische und experimentelle Ableitung der erforderlichen Korrektion soll den Gegenstand einer besonderen Untersuchung bilden.

Eine interessante Erscheinung, die ich bei Anwendung des neuen Apparats beobachtet habe, möchte ich zum Schluß noch erwähnen. Stellt man die Flüssigkeitsoberfläche für einen kleinen Flächenwinkel ein und ändert, nachdem die entsprechende Hyperbel sich scharf ausgebildet hat, dann ruckweise den Neigungswinkel der beiden Glasplatten mittels der Mikrometerschraube, so erhält man eine Schar von Hyperbeln, von denen jede einem bestimmten Neigungswinkel entspricht. Eine solche Schar wird durch folgende photographische Momentaufnahme dargestellt (Fig. 7). Die Erscheinung habe ich bisher nur bei sehr gut benetzenden Flüssigkeiten, z. B. bei Alkohol und bei Ölen, beobachten können.

Die Werte der Kapillaritätskonstanten scheinen bekanntlich nicht ganz unabhängig zu sein von der Messungsmethode, nach der sie gewonnen sind, und zeigen deshalb Abweichungen voneinander, deren Ursachen bisher noch nicht vollständig aufgeklärt sind. So habe ich bei Anwendung der Kapillarwellenmethode für viele Flüssigkeiten in der Regel höhere Werte der Kapillaritätskonstanten erhalten, als sie von anderen Forschern nach der Steighöhenmethode gefunden worden sind[1]). Ob diese Abweichungen zwischen den Ergebnissen beider Methoden daher rühren, daß bei der Kapillarwellenmethode, als einer dynamischen Meßmethode, die Zähigkeit der Flüssigkeit naturgemäß einen gewissen Einfluß hat, der bei der Steighöhenmethode, als einer statischen, nicht vorhanden sein kann, läßt sich noch nicht entscheiden. Ich hoffe, daß ich durch weitere eingehende Untersuchungen mit dem neuen Plattenapparat dahin gelangen werde, mit Sicherheit festzustellen, ob und aus welchem Grunde solche Abweichungen von systematischer Natur sind.

Herrn Dr. Fritz Grünbaum sage ich für die wertvolle Hilfe bei den photographischen Aufnahmen der Kurven und deren Auswertung auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank.

1) L. Grunmach, Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten, Wissenschaftl. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungs-Kommission **3**, 165 und 191, 1902; Ann. d. Phys. (4) **9**, 1284, 1902.

1) Vgl. hierzu: L. Grunmach, Bestimmung der Oberflächenspannung und anderer physikalischer Konstanten von Essigsäure-Wassermischungen (Wissenschaftl. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungs-Kommission, Berlin, **7**, 83, 1908); ferner L. Grunmach, Ann. d. Phys. **28**, 217, 1909.

Physik. Institut d. Techn. Hochschule Berlin.

Diskussion.

Siedentopf: Eine empfindliche Größe bei dieser eleganten Methode ist der Winkel φ. Könnte man den nicht genauer messen durch Messung der Reflexion an der drehbaren Platte, und die Mikrometerschraube dann nur zur Veränderung benutzen?

Vortragender: Das würde wohl auch gehen, aber der Winkel φ kann mittels der fein geteilten Mikrometerschraube mit außerordentlicher Genauigkeit bestimmt werden, so daß diese Meßmethode vollkommen genügt. Die Genauigkeit der Winkelablesung ist viel größer als die der Koordinatenablesungen.

Luther: Es war mir sehr interessant zu hören, daß die Abweichungen der nach den

verschiedenen Methoden erhaltenen Konstanten nicht erklärt werden könnten. Nach der Gibbsschen Theorie liegt die Sache doch so, daß die dynamischen und die statischen Methoden bei reinen Flüssigkeiten denselben Wert geben, aber durch die schwer eliminierbaren Verunreinigungen werden nach Gibbs die statischen Methoden immer niedrigere Werte geben als die dynamischen. Die Abweichungen werden also wohl auf Verunreinigungen beruhen.

Vortragender: Keine Methode gewährleistet eine solche Reinheit der zu untersuchenden Flüssigkeitsoberfläche, wie die von mir bisher angewandte Methode der Kapillarwellen, bei der man die Oberfläche in statu nascendi beobachtet. Ich glaube auch, daß bei den andern Methoden die Flüssigkeit nicht so rein zu gewinnen ist.

Luther: Auch die Strahlenmethode ist wohl noch mehr eine rein dynamische. Im Zusammenhang hiermit, eben mit Bezug auf die Verunreinigungen, wollte ich noch fragen, woraus besteht die Küvette?

Vortragender: Vorläufig ist sie aus Rotguß hergestellt. Für Flüssigkeiten, die Metalle angreifen, kann sie auch aus Glas hergestellt werden.

v. Oettingen: Ich möchte fragen, wie lange es dauert, bis die Flüssigkeit sich einstellt.

Vortragender: Recht schnell, wie Sie wohl gesehen haben. Das hängt von der Zähigkeit der Flüssigkeit ab.

v. Oettingen: Sie hat sich hier nicht eingestellt; die Kurven, die wir gesehen haben, waren doch alle falsch, bis auf die letzte.

Vortragender: Die Kurvenschar habe ich nur als Demonstrationsversuch vorgeführt.

Gehlhoff: Ich möchte mir die Frage erlauben, ob sich mit dem Apparat nicht auch die relativen Spannungskurven an der Grenzfläche zweier Flüssigkeiten demonstrieren lassen.

Vortragender: Das wollte ich gerade; der Apparat ist in der Absicht konstruiert, die relative Kapillarkonstante von Öl gegen Wasser festzustellen; aber so weit bin ich noch nicht gekommen.

F. Jentzsch, Demonstration einiger Apparate zur kristalloptischen Projektion der Firma E. Leitz (Wetzlar).

W. Kaufmann (Königsberg i. Pr.), Über gleitende Reibung. (Nach Versuchen von Frl. Ch. Jakob.)

Die gleitende Reibung fester Körper ist bisher seitens der Physiker sehr stiefmütterlich behandelt worden; seit den klassischen Versuchen Coulombs sind nur sehr wenige Versuchsreihen publiziert worden. Die von technischer Seite ausgeführten Untersuchungen kommen hier kaum in Betracht, da sie von ganz anderen Gesichtspunkten ausgehen und namentlich die Oberflächenbeschaffenheit der Körper so nehmen, wie sie in der Praxis vorkommen, d. h. mit allen unvermeidlichen Verunreinigungen durch Poliermittel, Staub, Oxydschichten u. a.

Eine physikalische Untersuchung bedingt vor allem bei einem so typischen Oberflächeneffekt wie die Reibung eine weitgehendste Säuberung der Oberflächen zur Erzielung konstanter und reproduzierbarer Versuchsbedingungen. Wenn auch das letztere Ziel nur sehr unvollkommen erreicht wurde, so sind doch einige nicht uninteressante Resultate gewonnen worden, über die hier berichtet werde.

Material:

Nach einigen Vorversuchen mit Messingflächen, die bereits einen starken Einfluß minimalster Verunreinigungen zeigten, wurde zu Versuchen mit dem leichter zu reinigenden Glas übergegangen. Zunächst wurde gewöhnliches Spiegelglas untersucht, später ausgewählte Schottsche Gläser. Das Reinigungsverfahren bestand in Spülung mit warmer Schwefelchromsäure, Abspülen mit dest. Wasser und mit strömendem Wasserdampf. Bei einigen Gläsern wurde auch mit fettfreiem Mull abgerieben. (Näheres über das Reinigungsverfahren s. in der demnächst erscheinenden Dissertation.)

Beobachtungsmethode:

Beobachtet wurde nach der bekannten Neigungsmethode, indem die Bewegung eines kleinen Läufers, der die Form einer Platte oder bei den Glasversuchen eines Dreifußes mit halbkugeligen Füßen hatte, als Funktion des Neigungswinkels untersucht wurde. Platte und Läufer befanden sich in einem Glasgefäß, das evakuiert, getrocknet oder mit Dämpfen verschiedener Art gefüllt werden konnte. Für die Temperaturversuche wurde ein elektrisch heizbares Gefäß benutzt.

Resultate:

Gewisse bei den Vorversuchen zuerst gefundene Unregelmäßigkeiten führten sehr bald zur Auffindung eines enormen Einflusses minimalster Unreinheiten der Oberfläche und damit zur systematischen Untersuchung derselben. Zur bequemeren Deutung der Resultate betrachten wir zunächst in graphischer Darstellung die für gewöhnlich zur Beobachtung gelangenden Rei-

bungsgesetze nach Coulomb (Fig. 1): Mit zunehmender Neigung ist der Körper zunächst in Ruhe, um dann bei Erreichung eines gewissen Winkels α_0 sich plötzlich in gleichmäßig beschleunigte Bewegung zu setzen. Dieser Winkel wird als der Reibungswinkel bezeichnet und $\operatorname{tg}\alpha_0$ mißt die Größe der Reibungskraft als Bruchteil des Körpergewichtes. Die Reibung ist unabhängig von der Geschwindigkeit (wenigstens solange diese von der Ordnung einiger cm/sec ist). Man erhält ein ganz bestimmtes α_0, wenn man während der Neigungsänderung den Apparat leicht erschüttert (Reibung der Bewegung); dagegen erhält man bei erschütterungsfreier Neigung ein viel größeres α' von stark schwankendem Wert (Reibung der Ruhe).

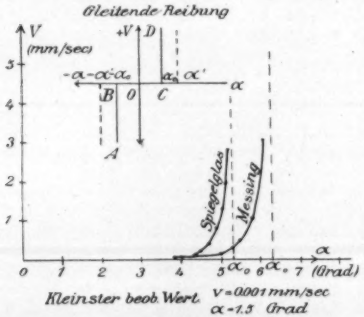


Fig. 1 u. 2.

Da der Winkel α (genauer seine Tangente) das Maß für die Reibungskraft ist, so stellt der gebrochene Linienzug $ABOCD$ die Größe der Reibung als Funktion der Geschwindigkeit dar.

Es ist offenbar, daß ein derartig unstetiger Verlauf physikalisch äußerst unwahrscheinlich ist. In der Tat ergaben die neuen Versuche etwas ganz anderes. Fig. 2 zeigt die Beobachtungsresultate an sorgfältig gereinigten und getrockneten Oberflächen.

Wenn man den Apparat neigt, so sieht man den Läufer sich ganz von selbst, ohne daß ein Anstoß nötig wäre, schon bei sehr kleinen Winkeln in Bewegung setzen. Die Bewegung ist eine gleichförmige, nicht beschleunigte. Sie nimmt mit wachsendem α erst langsam, dann immer rascher zu und scheint bei einem gewissen Grenzwert unendlich groß zu werden (Fig. 2). Eine untere Grenze läßt sich nicht angeben, sie scheint bei sehr sauberen Flächen wesentlich von der Empfindlichkeit der mikroskopischen Beobachtung abzuhängen. Der kleinste Winkel, bei dem noch eine Bewegung bemerkt werden konnte, betrug bei gewöhnlichem Spiegelglas etwa 1,5°, die kleinste Geschwindigkeit betrug $^1/_{1000}$ mm/sec.

Die Werte sind auffällig niedrig im Vergleich zu den gewöhnlich angegebenen Werten von 15—20°.

Wenn die Bewegung gleichförmig ist, so ist die Schwerkraft gerade gleich der Reibung, es ist also wieder $\operatorname{tg}\alpha$ oder bei der Kleinheit der Winkel auch α ein Maß für die Reibung und das Diagramm stellt uns die Reibung als Funktion der Geschwindigkeit v dar. Man sieht also, daß an Stelle der unstetigen Coulombschen jetzt eine ganz stetige Abhängigkeit getreten ist.

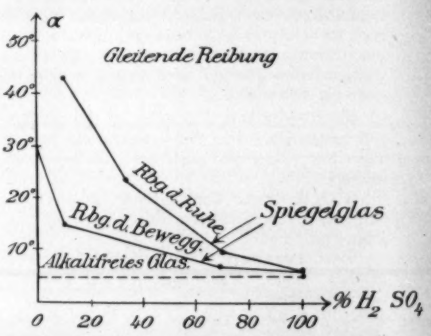


Fig. 3.

Die Reibung wächst mit der Geschwindigkeit erst rasch, dann immer langsamer, um schließlich konstant zu werden. Dieser konstante Endwert ist früher allein beobachtet worden. Den zugehörigen Winkel α_0 können wir auch jetzt wieder als Reibungswinkel bezeichnen.

Einfluß von Verunreinigungen:

Jede Spur eines Fremdkörpers auf der Oberfläche bringt wieder die Coulombsche Form der Reibungsgesetze hervor zugleich mit einer beträchtlichen Vermehrung von α_0.

Bei dem im allgemeinen ja hygroskopischen Glase wirkt in diesem Sinne z. B. die Feuchtigkeit. Es wurde das evakuierte Beobachtungsgefäß mit einem Kölbchen in Verbindung gesetzt, in welchem sich H_2SO_4 verschiedener Konzentration befand, wodurch ein entsprechend variierender Wasserdampfdruck erzeugt wurde. Fig. 3 zeigt die Resultate: In völlig trockner Luft (100 % Säure) sehr kleiner Reibungswinkel,

kein Unterschied zwischen α_0 und α'. Mit zunehmender Feuchtigkeit zunehmender Winkel und zunehmende Differenz zwischen α_0 und α'. Die größten Werte von α_0 ($25-30^0$) wurden erhalten, wenn die Glasplatte unmittelbar nach der Behandlung mit Dampf noch warm in das Gefäß gebracht wurde, in welchem die Luft durch mit Wasser getränktes Filtrierpapier feucht gehalten war. (Ein sichtbarer Beschlag auf der Platte war nicht vorhanden, zumal die Platte bei den Versuchen noch nicht völlig abgekühlt war.) Bei Änderung des Feuchtigkeitsgrades erfolgte die Einstellung der Platte auf den jeweiligen Endwert meist in 10 bis 15 Minuten.

Ein völlig alkalifreies Glas von Schott und Gen. zeigte keinen Feuchtigkeitseinfluß (s. die punktierte Kurve in Fig. 3).

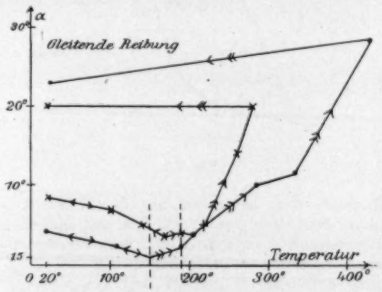


Fig. 4.

Keinen bemerkbaren Einfluß hatten künstliche Fettschichten, die durch Verdunstenlassen von Alkohol, in dem ein wenig Öl gelöst war, erzeugt wurden. Nur die Einstellung auf den jeweiligen Feuchtigkeitsgrad der Luft erfolgte langsamer.

Dämpfe von Alkohol und Äther wirken stark vermehrend (bis auf den doppelten Wert).

Um mit absolut sauberen Flächen zu arbeiten, wurden frisch gespaltene Glimmerplättchen untersucht. Auch sie ergaben einen deutlichen Einfluß der Feuchtigkeit.

Einfluß der Temperatur:

Die auffällig geringe Reibung des Eises in der Nähe des Schmelzpunktes ließ vermuten, daß auch bei anderen Körpern die Reibung mit wachsender Temperatur abnehmen und vielleicht nahe dem Schmelzpunkt verschwinden würde. Bis jetzt verhinderten Nebenerscheinungen, namentlich Änderungen der Oberfläche, eindeutige Resultate, doch wurde eine Abnahme mit wachsender Temperatur sicher festgestellt. Fig. 4 zeigt die Resultate an Glas. Die Verschiedenheit der beiden Kurven an gleichartigem Glas zeigt zugleich die Schwierigkeit, reproduzierbare Verhältnisse zu erzielen. Die Reibung nimmt mit wachsendem ϑ zuerst bis zu einem Minimum ab (kleinster beobachteter Winkel $1{,}5^0$!!), um dann rapide wieder anzusteigen. Während aber die Abnahme bis zu dem Minimum durchaus reversibel ist, d. h. bei Wiederabkühlung die Reibung auf den ursprünglichen Wert zurückgeht, ist der Anstieg bei höherer Temperatur irreversibel, und die hohen Werte bleiben auch nach Abkühlung bestehen. Es hat sich offenbar eine die Oberfläche verunreinigende Schicht gebildet; denn wenn man die so veränderte Platte mit reinem Mull abreibt, so erhält man sofort wieder die niedrigen Werte.

Diskussion.

Liesegang: Ich möchte mir die Frage erlauben, ob der Luftdruck dabei eine Rolle spielen kann.

Vortragender: Er spielt als solcher keine Rolle. Die Gefäße wurden evakuiert, bloß um die Einstellung auf einen Feuchtigkeitsgehalt zu beschleunigen. Ließ man die Luft darin, so dauerte es sehr lange, bis die Einstellung erfolgte.

v. Oettingen: Ich möchte fragen, ob auch die Abhängigkeit vom Druck wieder geprüft worden ist, oder ob das alte Gesetz, daß die Reibung proportional dem Druck ist, auch erschüttert werden wird. Sind Versuche mit verschiedenen Belastungen angestellt worden?

Vortragender: Solche Belastungsversuche sind beim Messing ausgeführt. Zuerst wurde ein Messingstück von 100 g als Läufer benutzt, dann wurde es mit 10 kg belastet, und dabei ergaben sich innerhalb der Versuchsfehler dieselben Geschwindigkeiten. Soweit man also nicht die Fläche zerdrückt oder zerquetscht, gilt das Coulombsche Gesetz der Proportionalität der Reibung mit dem Druck.

Weidert: Wie groß war die Reibungsfläche?

Vortragender: Bei den Messingflächen handelt es sich um etwa 5 qcm, bei den Glasflächen um einige 100 stel qmm.

Weidert: Ich hätte nämlich das Bedenken, daß event. die Luft, die zwischen den Flächen eingeschlossen ist, wie eine Art Kugellager wirkt. Wenn Sie optisch plane Glasplatten aufeinanderlegen, so kann es sehr lange dauern, bis die Luft heraus ist; die obere Platte schwimmt dann förmlich auf der unteren. Wenn sie aber länger aufeinander liegen, „saugen sie sich fest", wie

die Optiker sagen. Es besteht also zuerst zwischen den Platten zufolge der eingeschlossenen Luft eine Art rollender Reibung, während nach einiger Zeit, nach Herausdrücken der Luftschicht, die Platten bisweilen so stark adhärieren, daß sie nicht mehr voneinander zu trennen sind. Ich fürchte, daß es deshalb schwer sein wird, zu entscheiden, wo die Grenze zwischen dieser rollenden Reibung und der wirklich gleitenden Reibung zu ziehen ist.

Vortragender: Diese ganzen Versuche sind sämtlich im Vakuum angestellt; das Luftkissen würde also keine Rolle spielen können.

Volkmann: Wie wurde das Vakuum hergestellt?

Vortragender: Meistens mit einer Ölpumpe, zuweilen auch mit der Gaedepumpe.

Volkmann: Beim Auspumpen wurde die Fläche doch nicht vollständig von Luft befreit.

Vortragender: Diese Luft, die noch da bleibt, die okkludierte Luft, würde doch wohl nicht als mechanisches Schmiermittel wirken. Ich darf vielleicht einmal die Form der Fläche anzeichnen. (Das Folgende wird an der Zeichnung erläutert.) Die Berührungsfläche ist also so klein als möglich und der Luft ist die Möglichkeit zum Entweichen gegeben. Wir haben Versuche zum Vergleichen gemacht, wobei wir ebene Flächen aufeinander laufen ließen. Da zeigte sich natürlich ein sehr verlangsamtes Einstellen gegen die Feuchtigkeitsänderungen. Wenn man das Gefäß mit einem Gefäß anderer Konzentration vertauschte, so dauerte es stundenlang, ehe die Einstellung erfolgte; hier dagegen dauert es nur einige Minuten. Das zeigt also, daß die Oberflächen sich schnell entleeren.

v. Oettingen: Ich möchte fragen, ob sich hier auch das wichtige Gesetz der Unabhängigkeit der Reibung von der Größe der Oberfläche, an dem die Techniker so gern zweifeln wollen, prüfen ließe.

Vortragender: Bei Messing ist es geprüft worden, ob auch bei Glas, weiß ich im Augenblick nicht. Gefunden ist ein derartiger Einfluß nicht, bis jetzt hat das nur die Einstellungsdauer verändert, man muß länger warten, bis da die Diffusion stattgefunden hat.

v. Oettingen: Bei so feinen Versuchen wäre es gut, auch das hervorzuheben. In der Praxis wird viel an den Gesetzen gezweifelt; ich habe auch Techniker gefunden, die es nicht glauben wollen.

R. Gans (Tübingen), Magnetisch korrespondierende Zustände.

M. H.! Gestatten Sie mir, Ihnen ein kurzes Referat[1]) über die magnetischen Experimente zu geben, die ich gerade abgeschlossen habe. Es handelt sich um die Messung der reversiblen Permeabilität.

1. Zunächst die Definition der fraglichen Größe.

Figur 1 stelle die Magnetisierungskurve ($\mathfrak{H}$, $\mathfrak{M}$-Kurve) eines isotropen ferromagnetischen

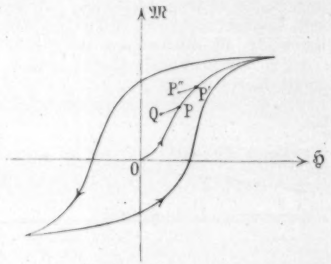


Fig. 1.

Materials dar, bestehend aus der Nullpunktskurve, dem absteigenden und dem aufsteigenden Hysteresisast. Ist man z. B., vom unmagnetischen Zustande O ausgehend, auf der Nullpunktskurve bis P gelangt und vergrößert $\mathfrak{H}$ noch weiter um $\Delta\mathfrak{H}$, so kommt man nach einem Punkte P' der Nullpunktskurve, und wenn man dann die Feldstärke wieder um $\Delta\mathfrak{H}$ verkleinert, so kommt man nicht wieder nach P zurück, sondern nach einem Punkte P'', der über P liegt. Die Änderung von $\Delta\mathfrak{H}$, die von P nach P' geführt hat, hat also zu einer irreversiblen Änderung der Magnetisierung Anlaß gegeben.

Wenn man dagegen zweitens von O nach P geht und nun $\mathfrak{H}$ um $\Delta\mathfrak{H}$ abnehmen läßt, so kommt man nach einem Punkte Q, und bei nun folgender Vergrößerung von $\mathfrak{H}$ um $\Delta\mathfrak{H}$ gelangt man wieder nach P zurück. Diese Prozedur kann man beliebig häufig wiederholen und man wird sich immer dabei zwischen den Punkten P und Q hin und her bewegen.

Die so beschriebene kleine Änderung der Magnetisierung, die dadurch charakterisiert ist, daß die Richtung der kleinen Feldänderung $\Delta\mathfrak{H}$ der Richtung der vorher bewirkten starken Feldänderungen entgegengesetzt ist, ist somit reversibel.

1) Ausführlich wird die Arbeit in den Annalen der Physik erscheinen.

Wir nennen das Verhältnis K_r der reversiblen Magnetisierungsänderung zur Feldänderung die reversible Suszeptibilität $K_r = \Delta\mathfrak{M}/\Delta\mathfrak{H}$, das Verhältnis der Induktionsänderung zur Feldänderung $\mu_r = \Delta\mathfrak{B}/\Delta\mathfrak{H}$ die reversible Permeabilität, und zwischen beiden besteht die Beziehung

$$\mu_r = 4\pi K_r + 1.$$

2. Die Versuchsanordnung, mit der die so definierte Größe gemessen wurde. ist folgende:

Die Feldstärke $\mathfrak{H}$, durch die die Magnetisierung $\mathfrak{M}$ hervorgerufen wurde, wurde erzeugt durch den Strom in einer Magnetisierungsspule S, die in den Stromkreis I (siehe Figur 2) eingeschaltet war. Ihre Wirkung auf das Magnetometer M wurde durch die Kompensationsspule S' aufgehoben. Reguliert wurde der von der Akkumulatorenbatterie B gelieferte Strom durch die Widerstände W und gemessen mit dem Amperemeter A.

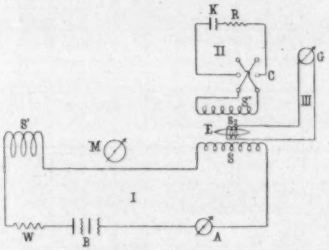


Fig. 2.

In der Magnetisierungspule (in der Figur daneben gezeichnet) befand sich ein langgestrecktes Rotationsellipsoid E aus dem ferromagnetischen Material, an dem die Messung angestellt werden sollte. Aus den in S fließenden Stromstärken und den Magnetometerablenkungen läßt sich die im Ferromagnetikum herrschende Feldstärke und Magnetisierung berechnen.

Zur Erzeugung der kleinen Feldänderungen $\Delta\mathfrak{H}$ war die Magnetisierungsspule S von einer Spule S'' umgeben (in der Figur daneben gezeichnet), die mit einem Akkumulator K, einem Rheostaten R und einem Stromwender C zum Stromkreise II vereinigt war. Durch Umlegen der Wippe C wurde der in S'' fließende Strom kommutiert und damit das starke durch S erzeugte Feld ein wenig geändert.

Die Feldänderung $\Delta\mathfrak{H}$ rief eine Änderung der Induktion $\Delta\mathfrak{B}$ im Innern des Ellipsoids hervor. Diese wurde ballistisch beobachtet, indem das Ellipsoid E von einer Spule S_2 umgeben war, die an ein ballistisches Galvanometer G geschaltet war. Die Galvanometerausschläge sind den Induktionsänderungen $\Delta\mathfrak{B}$ proportional. Um $\Delta\mathfrak{B}$ in absolutem Maß zu kennen, war in den Stromkreis III noch die Sekundärspule eines Normals der wechselseitigen Induktion (in der Figur nicht gezeichnet) eingeschaltet, während in der Primärspule des Normals ein meßbarer Strom geöffnet oder geschlossen werden konnte;

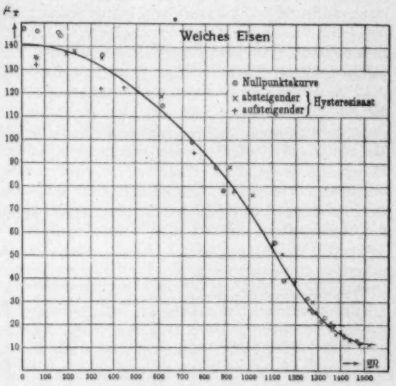


Fig. 3.

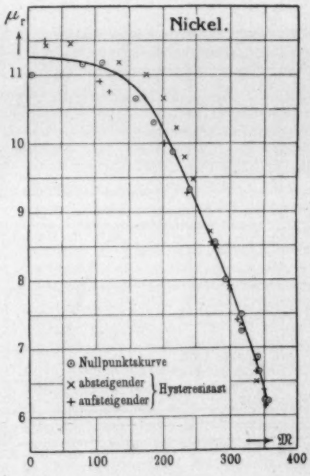


Fig. 4.

aus der hierdurch hervorgerufenen Induktionswirkung auf den Stromkreis III ergab sich die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers G.

3. Die Resultate der Messungen. Die Messungen wurden an weichem Eisen, gehärtetem Magnetstahl, geglühtem Magnetstahl und Nickel angestellt, und zwar wurde die reversible Permeabilität in vielen Punkten der Nullpunktskurve, des absteigenden sowie des aufsteigenden Hysteresisastes bestimmt. Es ergab sich, daß die reversible Permeabilität μ_r eine eindeutige Funktion der Magnetisierung $\mathfrak{M}$ ist, ganz unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte. Das beweisen die als Beispiele gezeichneten Diagramme Fig. 3 und 4, welche die Beobachtungen an Eisen und Nickel darstellen. Es ist also

$$4\pi K_r = \mu_r - 1 = f(\mathfrak{M}).$$

Würde man μ_r als Funktion von $\mathfrak{H}$ aufgetragen haben, so lägen die Verhältnisse wesentlich verwickelter, von einer Unabhängigkeit von der magnetischen Vorgeschichte könnte auch nicht die Rede sein.

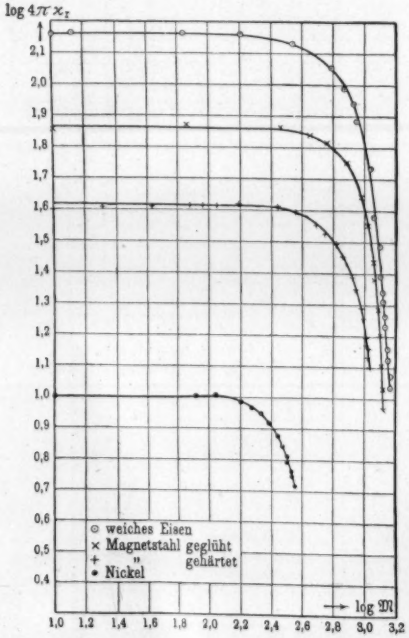


Fig. 5.

Trägt man weiter in ein und demselben Koordinatensystem $\log 4\pi K_r$ als Funktion von $\log \mathfrak{M}$ auf, und zwar für alle vier untersuchten Materialien, so erhält man das Diagramm Fig. 5. Diese vier Kurven sind einander kongruent und durch Parallelverschiebung ohne Drehung zur Deckung zu bringen, wie das Zeichnen der Kurven auf Pauspapier ergab, und wie das Diagramm Fig. 6 darstellt, in dem die zur Deckung gebrachten Kurven eingetragen sind.

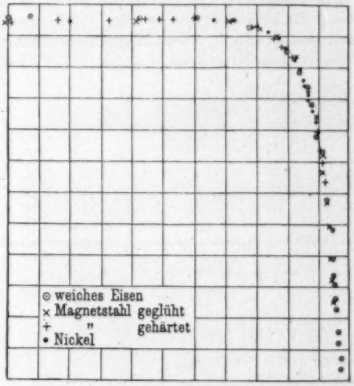


Fig. 6.

Aus dieser Tatsache schließen wir, daß sich entsprechende Koordinaten zweier Kurven um dieselben additiven Konstanten unterscheiden, oder wenn wir von den Logarithmen wieder zu den Zahlen selbst übergehen, daß sich entsprechende Koordinaten zweier Kurven um dieselben multiplikativen Konstanten unterscheiden. Oder in Formel:

$$K_r/K_0 = \varphi(\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_0),$$

wo K_0 und $\mathfrak{M}_0$ zwei Materialkonstanten, φ eine universelle Funktion bedeutet.

Wählen wir φ so, daß die Funktion für den Argumentwert 0 gleich 1 wird, so bedeutet K_0 die Anfangssuszeptibilität, d. h. die Suszeptibilität, die für sehr kleine Magnetisierungen gültig ist, und da wir ferner aus dem Diagramm Fig. 5 sehen, daß die Kurven alle eine vertikale Asymptote besitzen, die durch $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\infty$ ($\mathfrak{M}_\infty$ Sättigung) gegeben ist, so bedeutet die zweite Materialkonstante $\mathfrak{M}_0 = \mathfrak{M}_\infty$ die Sättigung.

Nennen wir das Verhältnis der reversiblen Suszeptibilität zur Anfangssuszeptibilität $K_r/K_0 = y$ die reduzierte Suszeptibilität und das Verhältnis der Magnetisierung zur Sättigung $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\infty = x$ die reduzierte Magnetisierung, so ist die redu-

zierte Suszeptibilität eine universelle Funktion der reduzierten Magnetisierung

$$y = \varphi(x).$$

In dieser Form erinnert das gefundene Gesetz an den Satz der korrespondierenden Zustände in der Theorie der Gase, und deshalb habe ich von magnetisch korrespondierenden Zuständen gesprochen.

Diskussion.

v. Oettingen: Ich wollte fragen, ob nicht, da das Bild vorliegt, auch die Funktion φ schon bestimmt werden kann.

Vortragender: Numerisch ja.

v. Oettingen: Nicht auch die Form? Die Kurve liegt ja vor. Haben Sie keine Formel dafür? Sie haben ja eine Reihe von Beobachtungen und werden also doch eine Form bestimmen können.

Vortragender: Ich glaube, man wird mit gewisser Näherung viele Formeln finden können. Mir liegt natürlich an der Kenntnis der Funktion sehr viel, ich will sie aber zunächst nicht empirisch zu finden suchen, sondern erst einmal sehen, ob ich nicht auf theoretischem Wege einen Anhaltspunkt für die Formel bekommen kann.

W. E. Pauli (Jena), Über unsichtbare Phosphoreszenz.

Die Herren Winkelmann und Straubel haben kurz nach Entdeckung der Röntgenstrahlen zuerst ultraviolette Phosphoreszenz an einem Flußspatkristall beobachtet; seitdem ist noch von vielen anderen an den verschiedensten Präparaten ultraviolette Phosphoreszenz nachgewiesen worden. Die gesamte, also auch ultrarote Phosphoreszenz (die seither noch nicht beobachtet ist), an Erdalkalisulfiden festzustellen, war das Ziel der Arbeit des Vortragenden. Die Untersuchungen an Erdalkaliphosphoren auszuführen war deshalb von Vorteil, weil diese Präparate nach den Angaben der Herren Lenard und Klatt ständig mit denselben Eigenschaften wiederherzustellen sind; außerdem lagen durch die Untersuchungen des Herrn Lenard schon Resultate vor, die mit Hilfe der Kenntnis aller unsichtbaren Emissionsbanden Aussicht auf Erweiterung boten. Die vorliegenden Untersuchungen wurden an ca. 50 Präparaten angestellt, die alle nach den Vorschriften der Herren Lenard und Klatt hergestellt worden waren. Sowohl die ultravioletten als auch die ultraroten Banden wurden mit Hilfe der Photographie festgelegt. Vor dem Spalt eines Spektrographen befand sich in einem Quarzgehäuse das Präparat, welches mit Hilfe des Lenardschen Funkenphosphoroskops erregt wurde; als erregendes Licht wurde Zinkfunkenlicht benutzt. Zu den Aufnahmen der ultravioletten Banden genügte meist eine Expositionszeit von $^1/_2$ Stunde (Schleußnerplatten). Zur Fixierung der spektralen Lage der Banden wurde senkrecht unter das Emissionsspektrum des Phosphors das Spektrum des Zinkfunkens photographiert. Unter Berücksichtigung der Empfindlichkeit der Platte für die verschiedenen Wellenlängen war dann das Maximum der Bande zu bestimmen. Wesentlich umständlicher gestalteten sich die Aufnahmen der ultraroten Banden, was bei den außerordentlich kleinen Energiebeträgen solcher Phosphoreszenzbanden und der relativ geringen Empfindlichkeit sensibilisierter Platten für Ultrarot verständlich ist. Gerade bei dem Nachweis ultraroter Phosphoreszenz wurden auch noch andere Wege versucht, indessen führte nur die Photographie zum Ziel; hier hat man wenigstens den Vorteil langer Expositionszeiten. Durchschnittlich wurden 10 Stunden exponiert, manchmal war es nötig bis zu 30 und 50 stündigen Expositionszeiten zu gehen. Sensibilisiert wurde mit Dicyanin, zuweilen auch mit einer Mischung von Cyanin und Dicyanin; Dicyanin (von den Höchster Farbwerken geliefert) sensibilisiert bis ca. 950 $\mu\mu$; es muß aber gesagt werden, daß das Sens.-Bereich etwas von der Art der Präparation der Platten (z. B. Trocknen!) abhängt. Die Bestimmung der Maxima ultraroter Banden ist etwas umständlicher, als die ultravioletter Banden. Es wurde bei jeder Aufnahme zugleich mit den Linienspektren von *Li* und *K* das kontinuierliche Spektrum einer Lichtquelle von bekannter Energieverteilung (Hefnerlampe) senkrecht unter das Phosphoreszenzspektrum photographiert und mit deren Hilfe der wahre Ort des Maximums einer ultraroten Bande ermittelt. — Es ergab sich folgendes: Die zahlreichsten ultravioletten Banden zeigten die *Ca*-Phosphore, weniger die *Sr*-Phosphore und die *Ba*-Phosphore gar keine. Sehr weit ins Ultraviolett gehen die Banden nicht, im allgemeinen liegen sie nicht unterhalb 300 $\mu\mu$. Die Emission ultravioletter Banden, d. h. deren spektrale Lage ist unabhängig von der Art der Erregung des Phosphors (Sonnenlicht, Zinkfunkenlicht, Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen). Manche Präparate zeigen jedoch eine neue Erscheinung, wenn sie sehr intensiv mit Kathodenstrahlen erregt werden. Sie emittieren momentan ein äußerst weit ins Ultraviolett gehendes Licht, das bis zu Wellenlängen reicht, wo bereits die Absorption der Luft in Frage kommt; ein typisches

Beispiel hierfür ist ein $CaCuK$-Phosphor. Diese Erscheinung wurde jedoch nur an einigen Präparaten beobachtet.

Bezüglich der ultraroten Phosphoreszenz ist zu sagen, daß sie eine seltene Erscheinung ist, sie konnte an nur 4 Phosphoren beobachtet werden. Die am weitesten ins U-Rot gehende Phosphoreszenz zeigte ein $CaNiFl$-Phosphor, bis ca. 915 $\mu\mu$. — Da jeder der beiden Strahlenarten, den ultravioletten und ultraroten Strahlen, eine spezifische Wirkung auf Phosphoreszenz zukommt — nämlich diesen eine „auslöschende" und jenen eine stark erregende Wirkung —, so ist es natürlich, daß eine sichtbare Bande eines Phosphors von dem gleichzeitigen Bestehen einer unsichtbaren Bande in demselben Präparat wesentlich beeinflußt werden muß. Die auslöschende Wirkung besteht bekanntlich darin, daß ein erregter Phosphor im Augenblick des Auftreffens ultraroter Strahlen hell aufleuchtet und darnach rasch dunkel wird. Es zeigte sich denn auch, daß alle Phosphore, die auch sichtbare Banden besitzen und zugleich eine ultrarote, außerordentlich rasch abklingen, während sie im ersten Moment nach der Erregung hell aufleuchteten. Fällt dagegen eine (unsichtbare) ultraviolette Bande in das Erregungsgebiet einer gleichzeitig bestehenden sichtbaren Bande (s. die Arbeiten von P. Lenard), so muß die Energie der ultravioletten Bande dazu verwandt werden, die sichtbare Bande zu erregen; das Bestehen einer ultravioletten Bande wird also den Erfolg haben, daß die sichtbare Bande recht langsam abklingt. So wird man denn auch mit Hilfe der Kenntnis aller unsichtbaren Banden eines Präparats imstande sein, die Abklingungskonstante einer sichtbaren Bande einwandfrei zu messen. Denn mißt man diese Konstante und sind in demselben Präparat auch noch unsichtbare Banden vorhanden, so mißt man in Wirklichkeit die Helligkeit nicht einer Bande, sondern die von 2 oder 3 Banden. Schon Becquerel hatte versucht, das Abklingen von Phosphoren zu messen, gelangte aber zu keinem Resultat, weil er die gesamte Emission des Präparats untersuchte und nicht die einzelner Banden.

Die gefundenen unsichtbaren Banden eignen sich nun, die Ansicht von Herrn Lenard nachzuprüfen, welcher sich die auffällige Bandenverschiebung, die Phosphore mit demselben Schwermetallzusatz in den Sulfiden CaS, SrS, BaS, in der genannten Reihenfolge nach dem roten Ende des Spektrums zu erleiden, so erklärt: das Metallatom ist als el. Oszillator anzusehen, der im Sulfid eingebettet liegt; seine Schwingungsdauer T ist:

$$T = \pi \sqrt{L \cdot C}.$$

(L = Selbstinduktion, C = Kapazität.) Wird der Oszillator in verschiedene Medien von verschiedener Dielektr.-Konstante gebracht, so ändert sich seine Kapazität, L bleibt ungeändert. Es muß deshalb für analoge Banden in den drei Sulfiden sein:

$$\frac{\lambda}{\sqrt{D}} = \text{const.}$$

λ ist die Wellenlänge der Bande, auf die das Maximum der Energie fällt. Dieser Gesetzmäßigkeit genügten in der Tat fast alle gefundenen sichtbaren Banden. Aber auch die unsichtbaren Banden gehorchen alle diesem Gesetz; hierdurch wird die Ansicht von Herrn Lenard bestätigt.

Dieselbe Gesetzmäßigkeit in bezug auf analoge Banden zeigt sich — nach Herrn Lenard — auch für die Erregungsverteilung, die ja auch Eigenschwingungsdauern der Zentren darstellen. Hier ist die Proportionalität zwischen Wellenlänge und der Wurzel aus der Dielektrizitätskonstanten noch schärfer als bei den Emissionsbanden. In dieser Tatsache sieht Herr Lenard einen Stützpunkt seiner Auffassung, daß zwischen lichtelektrischen und Emissionselektronen bei dem Leuchtvorgang wohl zu unterscheiden sei; beide Arten von Elektronen werden durch die Dielektrizitätskonstante des Mediums verschieden beeinflußt.

Durch viele Präparationsversuche gelang es, je einen Phosphor künstlich so darzustellen, daß er nur ultraviolettes Licht oder nur ultrarotes aussendet. Die Rezepte hierzu sind:

Ultraviolett:

2 g CaS; 0,1 g K_2SO_4; 0,0002 g Ag.
20 Minuten geglüht.

Ultrarot:

3 g SrS; 0,07 g $CaFl_2$; 0,07 g K_2SO_4; 0,00006 g Ni.
25 Minuten geglüht.

Die näheren Bestimmungen zur Herstellung von Phosphoren finden sich in den Arbeiten der Herren Lenard und Klatt (Ann. d. Physik 1904).

Diskussion.

Kalähne: Ich möchte fragen, welche Methoden außer der rein photographischen noch versucht worden sind zum Nachweis der ultraroten Phosphoreszenz.

Vortragender: Ich habe versucht, mit Auslöschung die ultraroten Banden nachzuweisen. Man kann ja ein Präparat nehmen, das außerordentlich fein auf Auslöschung reagiert. Man breitet dies flächenhaft aus und bringt es in erregtem Zustande an Stelle der photographischen Platte in die Kassette des Spektrographen. Vor

den Spalt kommt das zu untersuchende Präparat; enthält dies ultrarote Strahlen, so müssen diese die Phosphoreszenz an der betr. Stelle der Phosphorschicht auslöschen. Wenn man nun nach längerer Exposition die so bestrahlte Schicht im Dunkeln mit einer darüber gelegten photographischen Platte erwärmt und letztere dann entwickelt, so müßte sich an der Stelle, wo die Phosphoreszenz ausgelöscht war, auf der photographischen Platte keine Schwärzung zeigen.

Kalähne: Es ist also immer eine Art photographischer Methode benutzt worden? (Vortragender: Ja.) Kann man nicht auch eine bolometrische nehmen? Ich bemerke, daß auch Selenpräparate für ultrarote Strahlen außerordentlich empfindlich sind; daß Selenzellen für ultrarote Strahlen empfindlich sind wie für Licht, ist übrigens schon lange bekannt. Damit müßte man wohl auch die ultrarote Phosphoreszenz nachweisen können.

Vortragender: Sie können da die Wirkungen nicht summieren, so daß Sie die schwachen Banden nicht würden nachweisen können.

Kalähne: Das mag sein, aber die Lichtmengen, die man braucht, sind sehr gering.

Marx: Ich möchte fragen, wie Sie die Maxima der ultraroten Banden gemessen haben. Wenn Sie die Empfindlichkeitskurve der Platte haben, so müssen Sie noch die relative Menge der Strahlen wissen, um das Photogramm auszuwerten. Wie haben Sie diese Schwierigkeiten der Messung bei diesen geringen Mengen überwunden?

Vortragender: Auf jeder Platte wurde zugleich mit dem Phosphoreszenzspektrum das kontinuierliche Spektrum einer Lichtquelle von bekannter Energieverteilung (Hefnerlampe) photographiert. Daraus ließ sich eine Kurve zeichnen, welche die wahre Empfindlichkeit der Platte für die verschiedenen Wellenlängen darstellt. Mit Hilfe dieser Kurve war dann die Schwärzungskurve des Phosphors auszurechnen. Allerdings sind diese Kurven immer noch mit geringen Fehlern behaftet; aber man muß bedenken, daß die verschiedene Empfindlichkeit des Auges für die verschiedenen Wellenlängen bei der Festlegung der Maxima sichtbarer Banden ebenfalls eine Fehlerquelle ist.

Glatzel: Welche Phosphoreszenz-Präparate eignen sich am besten für die Auslöschungsversuche im Infrarot? Für Demonstrationsversuche wäre eine recht intensive Wirkung sehr erwünscht. Dabei käme es zunächst nicht einmal auf besonders hohe Empfindlichkeit an.

Vortragender: Man kann einen Kalzium-Blei-Phosphor mit Kalizusatz verwenden, der eine empfindliche grüne Bande hat. Diese kann man durch geeignetes Präparieren gut entwickeln. Sehr gut sind auch die Präparate der Chininfabrik in Braunschweig, z. B. Zinksulfid mit einem sehr geringen Zusatz von Kupfer.

Kalähne: Die auch hier berührten Demonstrationsversuche der Phosphoreszenzauslöschung durch ultrarote Strahlung sind **1904** in der Physikalischen Zeitschrift von Giesel beschrieben worden und waren schon vorher bekannt.

Mie: Ich möchte fragen, ob man durch irgendwelche Überlegungen auf die Präparate gekommen ist, die nur ultraviolett oder nur ultrarot phosphoreszieren, — oder durch bloßes Probieren.

Vortragender: Jawohl, durch Überlegungen. Wenn man sich mit der Präparation von Phosphoren beschäftigt hat, so hat man verschiedene Wegweiser; nach der Bandenverschiebung kann ich z. B. schon sagen, daß, wenn ein Strontiumphosphor violett leuchtet, der Kalziumphosphor eine ultraviolette Bande hat.

Schall: Bedeutet das Symbol *Ag* in der Zusammensetzung des ultraviolett phosphoreszierenden Phosphors metallisch Silber oder Silbersulfid? Vortragender: Nein, reines Silber. Sie gaben zuerst die Metallsymbole für die Metallverbindungen an. Vortragender: Nein, in der Formel *CaAgK* ist *Ca* das Sulfid, *Ag* das reine Schwermetall.

Felix Jentzsch (Wetzlar), Über Dunkelfeldbeleuchtung.

I. Allgemeines über Spiegelkondensoren.

Die Dunkelfeldbeleuchtung, die notwendige Voraussetzung aller Ultramikroskopie, trat in ein neues Stadium durch Verwendung der Spiegelkondensoren. Wie H. Siedentopf in seinem Aufsatz: „Die Vorgeschichte der Spiegelkondensoren“[1]) zeigt, wurden teils katadioptrische, teils rein katoptrische Kondensoren schon seit nahezu 75 Jahren in den verschiedensten Ausführungen vorgeschlagen und auch benutzt. In neuerer Zeit ragen nur noch drei Konstruktionen hervor, nämlich:

1. Von W. Stephenson[2]) 1879, der eine konkave Kugelzone in Verbindung mit einer Ebene benutzt. Im Jahre 1906 wurde diese Form von O. Heimstädt[3]) (C. Reichert in Wien) wieder aufgenommen.

2. Das Paraboloid von Wenham[4]) 1856,

1) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **24**, 382—395, 1908.
2) Journ. Roy. Micr. Soc. London **2**, 36—37, 1879.
3) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **24**, 233—242, 1907.
4) Trans. Microsc. Soc. London **4**, 55—60, 1856.

das von H. Siedentopf[1]) (C. Zeiß, Jena) 1907, bezw. 1904 aufgenommen wurde.

3. Das bisphärische System, die Verbindung einer konvexen mit einer konkaven Kugelzone, die zuerst von W. v. Ignatowsky[2]) angegeben wurde und seit November 1907 von E. Leitz in Wetzlar ausgeführt wird.

Das letztere System ist das theoretisch beste unter den drei genannten. Denn es ist ohne weiteres klar, daß man mit drei Konstruktionselementen, wie sie in zwei Kugeln gegeben sind, nämlich den beiden Radien und dem Mittelpunktabstand, mehr erreichen kann, als mit einer einzigen Kugel oder Parabel.

Zuerst zeigte die bisphärische Konstruktion einen Ausführungsfehler, auf den H. Siedentopf[3]) aufmerksam machte. v. Ignatowsky hatte nämlich bei seinem Kondensor, der des Hohlraumes wegen notwendigerweise aus zwei Stücken bestehen muß, die Trennungsfläche so gelegt, daß sie die konkave Spiegelzone zerschnitt (Fig. 1). An dieser Stelle nun, wo die beiden

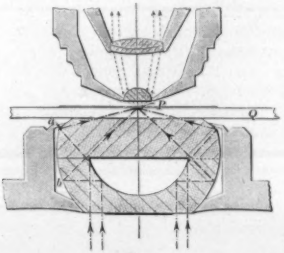


Fig. 1.

Hälften zusammengekittet werden, kommen auch die kleinsten Fehler der Ausführung zur Geltung. v. Ignatowsky beseitigte diesen Mangel in einfachster und zugleich radikaler Weise, indem er an Stelle der ebenen Trennungsfläche eine sphärische setzte, so daß die konkave Kugelfläche unzerschnitten bleibt. Diese Ausführung, bei der, wie v. Ignatowsky durch besondere Versuche zeigen konnte[4]), nunmehr der tatsächliche Strahlengang mit dem theoretischen vollkommen übereinstimmt, wird seit Februar 1909 bei E. Leitz hergestellt. (Fig. 2).

Etwas später, nämlich September 1909, untersuchte dann H. Siedentopf[5]), worin der

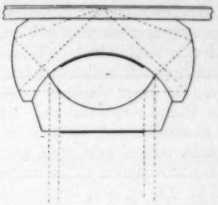


Fig. 2.

Grund für diese ausgezeichnete Strahlenvereinigung des bisphärischen Systems zu suchen sei. Er konnte zeigen, daß die Korrektion eine theoretisch vollkommene ist, d. h. daß das System streng aplanatisch wird, wenn man den äußeren konkaven Spiegel durch eine Kardioide ersetzt (vgl. Fig. 3).

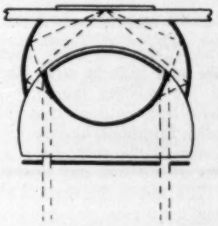


Fig. 3

Das ist ein wirklich neues Resultat und für die Theorie der algebraischen ebenen Kurven von großem Interesse, — aber auch nur dafür, denn es ist ein rein geometrisches Ergebnis und für die ausführende Optik, für die Optotechnik, von geringer Bedeutung.

Denn trotz aller Versuche, „deformierte" Flächen zu schleifen, und auch trotz aller Fortschritte, die man, z. T. dank den Arbeiten von Siedentopf, auf diesem Gebiet gemacht hat, scheint es heute doch noch unmöglich zu sein, ein Rotationskardioid mit der für eine Spiegelfläche erforderlichen Präzision zu schleifen und zu polieren.

Den Praktikern war es längst bekannt, daß eine spiegelnde Fläche größere Anforderungen an die Genauigkeit der Ausführung stellt, wie eine brechende Fläche. Es sei hier gezeigt, wie man durch eine kurze Überlegung das auch zahlenmäßig leicht feststellen kann. Es bedeute (vgl. Fig. 4) $A\,B$ einen Schnitt durch die her-

1) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **24**, 104—108, 1907; vgl. auch Berliner klinische Wochenschrift No. **32**, 1904.
2) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **25**, 64—67, 1908.
3) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **25**, 273—282, 1908.
4) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **26**, 387—390, 1909.
5) Diese Zeitschr. **10**, 778—780, 1909; Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **26**, 391—410, 1909; Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 6—47, 1910.

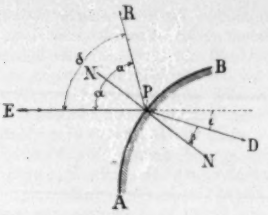


Fig. 4.

zustellende spiegelnd bezw. brechend gedachte Fläche, dessen Normale NN sei. Der einfallende Strahl EP wird zerlegt in einen reflektierten Strahl PR und einen durchgehenden PD. Wenn nun die Fläche nicht genau ausgeführt ist, also eine andere Lage als die vorgeschriebene hat, so können wir den Fehler als durch eine Drehung der Flächennormalen um P hervorgebracht auffassen, wobei der einfallende Strahl festgehalten wird.

Betrachtet man, wie dadurch die Lage des reflektierten, bezw. des gebrochenen Strahles geändert wird, so ist von vornherein klar, daß der gespiegelte Strahl mehr als der gebrochene abgelenkt wird.

Für den gespiegelten Strahl PR folgt aus der Figur: $\delta = 2\alpha$ und differenziert:

$$d\delta = 2\,d\alpha. \qquad (1)$$

Für den gebrochenen Strahl PD folgt aus der Figur: $\varepsilon = \alpha - \beta$ und differenziert:

$$d\varepsilon = d\alpha - d\beta.$$

Die beiden Winkel α und β sind durch das Brechungsgesetz miteinander verbunden, daß nach Differentiation lautet:

$$\cos\alpha\, d\alpha = n\cos\beta\, d\beta.$$

Eliminiert man $d\beta$, so ergibt sich:

$$d\varepsilon = d\alpha\left(1 - \sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{n^2-\sin^2\alpha}}\right). \qquad (2)$$

Solange $\sin^2\alpha$ klein gegen 1 ist, haben wir:

$$d\varepsilon = \frac{n-1}{n}\,d\alpha, \qquad (2a)$$

also bei $n = 1{,}5$

$$d\varepsilon = \frac{1}{3}\,d\alpha.$$

Ein Vergleich mit Formel (1) lehrt, daß im paraxialen Strahlengebiete Spiegelflächen 6 mal so genau ausgeführt werden müssen als brechende Flächen.

Wählen wir eine größere Öffnung, etwa $\alpha = 30^0$, so wird

$$d\varepsilon = 0{,}39\,d\alpha,$$

so daß auch hier noch ein Neigungsfehler der Spiegelfläche 5,2 mal soviel ausmacht wie bei der brechenden Fläche.

Wesentlich größere Ansprüche an die Genauigkeit der Brechungsfläche stellen die aus Glas in Luft austretenden Strahlen. Indem wir n durch $1/n$ ersetzen und das Vorzeichen sinngemäß wählen, erhalten wir aus Formel (2)

$$d\varepsilon = d\alpha\left[n\sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{1-n^2\sin^2\alpha}} - 1\right]. \qquad (3)$$

Für das paraxiale Gebiet ergibt sich:

$$d\varepsilon = (n-1)\,d\alpha \qquad (3a)$$

also bei $n = 1{,}5$:

$$d\varepsilon = \frac{1}{2}\,d\alpha$$

und entsprechend bei $\alpha = 30^0$

$$d\varepsilon = 0{,}96\,d\alpha.$$

Man sieht also, daß Fehler am Rande einer Linse etwas gefährlicher sind als solche gleicher Größe in der Mitte der Linse, und zwar bei $\alpha = 30^0$ um 16 Proz. bei dem im Glas eintretenden, und um 93 Proz. bei dem aus Glas austretenden Strahl.

Ferner aber erhalten wir das interessante Resultat, daß die der Lichtbewegung zugekehrte Seite eine geringere Präzision der Ausführung erfordert, als die abgekehrte.

Im paraxialen Gebiete ist das Verhältnis gleich dem Brechungsexponenten (vgl. Formel (2a) und (3a)) und bei $\alpha = 30^0$ und $n = 1{,}5$ bereits wie 2,5 : 1.

Man wird also eine schwieriger zu schleifende Fläche (Abweichung von der Kugelgestalt) auf die Vorderseite der Linse zu legen streben.

Kehren wir zu dem Vergleich mit der Spiegelfläche zurück, so hatte sich also ergeben, daß sie eine 5—6 mal größere Genauigkeit wie eine Brechungsfläche erfordert. Nun sind die vorhin erwähnten Versuche, eine brechende nichtsphärische Fläche zu schleifen, bisher nur für größere Beleuchtungslinsen gelungen, bei denen sich schon aus dem Zweck nur mäßige Anforderungen an die prozentuale Genauigkeit ergeben. Dazu kommt, daß wegen der Größe dieser Linsen auch die absolute Größe der zulässigen Fehler beträchtlich bleiben darf. Aus alledem möchte ich den Schluß ziehen, daß man zwar nicht bezweifeln kann, daß sich mal ein Kardioid ausführen läßt, daß man aber z. Z. sehr stark bezweifeln muß, daß es sich mit der erforderlichen Genauigkeit in regelmäßiger Fabrikation herstellen läßt.

In der Tat verzichtet auch H. Siedentopf (bezw. die Firma Zeiß) von vornherein darauf, von diesem so bemerkenswerten System „Kugel-Kardioid" Gebrauch zu machen, sondern ersetzt die benutzte Kardioidzone durch eine Kugelzone, geht also zu dem aus einer konkaven und

einer konvexen Kugel bestehenden, d. h. zu dem in der Einleitung als bekannt erwähnten bisphärischen System über! Man könnte nun vielleicht denken, daß er die Kardioide durch ihren Krümmungskreis an der benutzten Stelle ersetzt. Das ist aber nicht der Fall, da man bei Rotation dieses Kreises um die optische Achse nicht eine Kugel, sondern ein Toroid erhalten würde. Der Krümmungsmittelpunkt liegt ja im allgemeinen außerhalb der Achse. Auch den etwa durch das Mittellot des benutzten Kardioidbogens bestimmten, gegen die konvexe Kugelzone zentrierten Kreis nimmt er nicht, sondern H. Siedentopf wählt eine durchaus andere Kugelzone, die er nach seinen eigenen Angaben[1]) durch nachträgliches Variieren des Mittelpunktabstandes der beiden Kugeln so ausprobt, daß der „verbleibende Zonenbetrag der sphärischen Aberration und ein schwacher Gang in der Sinusbedingung für seine Zwecke ohne Bedeutung bleibt".

Dann hat aber die ganze Vorrichtung mit einer Kardioide nicht mehr das geringste zu tun, so daß also die Bezeichnung „Kardioidkondensor" keineswegs auf die Konstruktion schließen läßt, daß sich vielmehr der sog. „Kardioidkondensor" äußerlich in nichts von dem bereits bekannten System zweier spiegelnden Kugelzonen unterscheidet (vgl. Fig. 2 und Fig. 3).

Am Verlauf dieser ganzen Angelegenheit ist bemerkenswert, wie die Optotechnik vorläufig noch immer mit Vorliebe auf Kugelflächen zurückgreift. Ich stellte mir daher die Aufgabe, noch einmal alle Möglichkeiten zu prüfen, mit zwei spiegelnden Kugelflächen eine gute Korrektion zu erreichen. Zugleich beabsichtigte ich dabei ein solches System zu suchen, das hinsichtlich seines Aperturbereiches günstigere Verhältnisse als die erwähnten Konstruktionen aufweist. Es gelang mir nun in der Tat, beides in befriedigender Weise zu erreichen und außerdem eine derartige Vereinfachung der Herstellung zu ermöglichen, daß man eine vollständig neue Konstruktion vor sich hat.

II. Der konzentrische Kondensor.

Bevor der neue Dunkelfeldkondensor selbst beschrieben wird, mögen noch einige Prinzipien auseinandergesetzt werden, nach denen er konstruiert wurde und insbesondere erklärt werden, weshalb ich den Namen konzentrischer Kondensor gewählt habe.

§ 1. Eigenschaften zweier konzentrischen Kreise. Es gibt eine anscheinend ganz unbeachtete Eigenschaft zweier konzentrischen Kreise, die für optische Systeme unter Umständen recht wertvoll sein kann. Zwei spiegelnd gedachte konzentrische Kreise reflektieren nämlich einfallende Strahlen, mögen sie achsenparallel sein oder von einem in endlicher Entfernung liegenden Achsenpunkt ausgehen, stets so, daß die Schnittweite dem Sinusverhältnis und damit der Vergrößerung proportional ist. Das gilt nicht etwa nur mit irgend einem Grade von Annäherung — womit sich ja die Bezeichnungsweisen der Optotechnik anscheinend so leicht zufrieden geben —, sondern absolut streng für beliebige, endliche Winkelwerte, d. h. solange überhaupt noch die Reflexion zustande kommt.

Ich will hier weiter nicht erörtern, ob sich diese Eigenschaft etwa als spezieller Fall einer allgemeinen flächentheoretischen Betrachtung darstellen läßt, sondern zunächst nur diesen Satz elementar beweisen.

Es seien um O zwei Kreise beschrieben (Fig. 5) und P_1 und P_2 zwei Punkte auf ihnen.

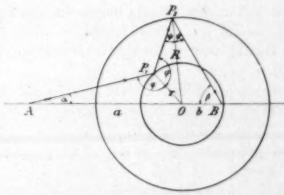


Fig. 5.

Verdoppeln wir die Winkel, die ihre Verbindungslinie mit dem Radien bildet, so schneiden diese Strahlen die Achse in A und B in den Abständen a und b vom Mittelpunkt. Es ist zunächst klar, daß ein von A ausgehender Strahl in P_1 und P_2 von den spiegelnd gedachten Kreisen so reflektiert wird, daß er nach einem Punkte B gelangt. Dann ergibt dreimalige Anwendung des Sinussatzes:

$$a \sin \alpha = r \sin \varphi = R \sin \psi = b \sin \beta.$$

Es können daher von A ausgehende Strahlen nach allen möglichen Punkten B reflektiert werden, stets gilt:

$$b = a \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}.$$

Entsprechendes gilt, wenn wir B festhalten und A variieren lassen. Tragen wir also die bei einem großen Winkelbereich sich ergebenden, auf irgendeine Einheit bezogenen sphärischen Aberrationen der Vereinigungswerte und des Sinusverhältnisses graphisch auf, so fallen diese bei anderen optischen Systemen stets ge-

1) Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **26**, 400, 1909.

trennten beiden Kurven hier in eine einzige zusammen. Es ist dies meines Wissens der bisher erste Fall, in dem das sog. Koinzidenzkriterium (s. w. u.) streng erfüllt ist. Als Parameter können dabei nach Belieben die Einfallshöhen oder die Einfallswinkel oder auch die Aperturen auf der Bildseite usw. gewählt werden.

Lassen wir einen der einander konjugierten Punkte, z. B. A, ins Unendliche rücken, betrachten also parallel einfallende Strahlen von verschiedenen Einfallshöhen h, so bezeichnen wir den Ausdruck $f = \frac{h}{\sin \beta}$ als Brennweite der betreffenden Zone. Es gilt dann stets $f = b$, also Brennweite gleich Schnittweite. Die Brennweite schlechthin, d. h. der gleiche Ausdruck für Paraxialstrahlen wäre $f_o = \frac{R}{2(R-r)}$.

Die Bedingung des Aplanatismus ist nun bekanntlich, daß, nach Aufhebung der sphärischen Aberration auf der Achse noch außerdem gilt:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \text{const},$$

oder falls A im Unendlichen liegt:

$$\frac{h}{\sin \beta} = \text{const}.$$

Aus dem Zusammenfallen der beiden Korrektionskurven für zwei konzentrische Kreise ersehen wir, daß stets, soweit die Aberration beseitigt ist, auch die Sinusbedingung erfüllt ist, daß sich also die Abbildung aus lauter streng aplanatischen Büscheln zusammensetzt, — freilich ohne in ihrer ganzen Ausdehnung aplanatisch zu sein.

Dieser Fall der Abbildung ist in mancher Hinsicht bemerkenswert. Es ist zunächst einmal ein empirisches Ergebnis, daß ein optisches System um so besser ist, und zwar vornehmlich bezüglich der Komafehler, je näher die beiden Kurven zusammenfallen (bei gleicher absoluter Größe der Zonenfehler). Ein Blick auf die zahlreichen graphischen Darstellungen des Korrektionszustandes der verschiedensten Systeme in dem Buch von M. v. Rohr: Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs, — lehrt dies aufs deutlichste. v. Rohr selbst macht darüber nur eine ganz gelegentliche Anmerkung, ohne weitere Folgerungen zu ziehen[1]) — „auch ist die Übereinstimmung im Gange bei den Abweichungen der Schnitt- und der Brennweite hervorzuheben".

Ferner sagt noch einmal A. Neumann[2]): — „was im vorliegenden Falle größere Bedeutung verdient, der Bedingung

$$s_h - s_o = \frac{h}{\sin u} - f_o$$

ist vollkommen genügt".

Eingehend behandelt ist die Bedeutung, die das Zusammenfallen beider Kurven hat, anscheinend nur von F. Staeble[1]), der das Koinzidenztheorem innerhalb des Seidelschen Gebietes streng beweisen konnte, und auch für eine größere Öffnung — freilich nicht mit der gleichen Strenge — die Forderung begründet, daß zur Beseitigung des Komafehlers zugunsten der Koinzidenz auf die Erfüllung der eigentlichen Sinusbedingung verzichtet werden muß.

Aus allem ergibt sich, daß die Sinusbedingung auch dann, wenn die bei ihrer Ableitung vorausgesetzte Aberrationsfreiheit nicht vorhanden ist, doch noch eine gewisse Bedeutung beibehält. Man tut nur gut, in diesem Falle die Abweichungen von der Sinusbedingung nicht auf die Ordinate, sondern auf die Kurve der Aberrationen zu beziehen, mit anderen Worten, an Stelle der gewöhnlichen beiden Kurven ihre Differenzkurve zu zeichnen und diese mit der Ordinate zu vergleichen.

Übrigens berichtet auch H. Harting[2]), daß er bei einigen von ihm berechneten Objektiven die Koma durch „Aufhebung der Differenz Brennweite weniger Schnittweite über die ganze Öffnung" zu beseitigen suchte.

Wie wir oben sahen, erfüllt das System zweier konzentrischer spiegelnder Kreise das Koinzidenz-Kriterium vollständig. Die zuletzt erwähnte Differenzkurve stellt in aller Strenge eine senkrechte Grade dar.

Mithin kann man wohl, — unter allem Vorbehalt — die konzentrischen Kreise als komafreies System bezeichnen. Damit sind sie schon an sich, abgesehen von ihrem sonstigen Korrektionszustande, anderen Systemen aus zwei spiegelnden Kreisen in dieser Hinsicht überlegen.

Nun werden bei allen diesen Systemen der eine Kreis als konkaver, der andere als konvexer Spiegel benutzt. Die Katakaustiken der einzelnen Spiegel haben also entgegengesetzten Sinn, so daß sich bei der Kombination ihre Aberrationen zum großen Teil gegenseitig aufheben. Der verbleibende Rest kann nun so verteilt werden, daß bei großen und bei kleinen Aperturen die Zonenbeträge das gleiche Vorzeichen haben. Bei einer mittleren Apertur werden sie sich fast gar nicht ändern und dort

1) L. c. Seite 386 (bezieht sich auf den Kämpferschen Collinear-Typus II).

2) „Das Imagonal." Photogr. Korrespondenz **41**, 503, 1904.

1) Über den Zusammenhang von Koma und Sinusbedingung bei sphärisch nicht korrigierten Systemen. Zeitschr. f. Instrumentenkunde **27**, 241—249, 1907.

2) Über einige neuere photographische Objektive. Photogr. Korrespondenz **44**, 521 oben, 1907.

wird das System über einen größeren Bereich hin am brauchbarsten sein. Das hat seinen inneren Grund darin, daß hier die Katakaustik des ganzen Systems eine zweite Singularität hat. Von dort ausgehend findet man unendlich viele Strahlenpaare, die streng aplanatisch vereinigt werden. Durch passende Wahl des Radienverhältnisses kann man jeden beliebigen Aperturbereich in dieser Weise bevorzugen. Die Brennweite und Schnittweite erhält man aus

$$8\,b^2 = \frac{\varrho \cdot c}{\left(1 - c \cdot \cos\frac{\beta}{2}\right)\cos^2\frac{\beta}{2}},$$

wo

$$c = \frac{2\varrho}{\varrho^2 + 1}$$

ist.

Soll nun der Extremwert von b (ein Minimum) für $\beta = 2t$ eintreten, so ist das Radienverhältnis ϱ bestimmt aus

$$2\varrho = 3\cos t + \sqrt{9\cos^2 t - 4}.$$

Die der erwähnten zweiten Singularität der Katakaustik entsprechende „sekundäre Brennweite" selbst wird damit

$$f_{\min} = \sqrt{\frac{\varrho}{4\cos^3 t}}.$$

Welcher Aperturbereich, d. h. welches Radienverhältnis für die Zwecke der Dunkelfeldbeleuchtung zu wählen ist, ergibt sich aus einer Betrachtung der Helligkeitsverhältnisse von Dunkelfeldkondensoren überhaupt.

§ 2. Helligkeit der Dunkelfeldbeleuchtung. Bei allen Arten der Dunkelfeldbeleuchtung hat man bekanntlich zwei verschiedene Strahlenkegel zu unterscheiden, der eine beleuchtet das Objekt, der andere enthält nur aus dem ersten Beleuchtungskegel abgebeugte Strahlen und formiert das Bild. Bei der gewöhnlichen koaxialen Anordnung der Dunkelfeldbeleuchtung umschließen sich die beiden Kegel derart (Fig. 6), daß im Fall a der Beleuchtungskegel, im Fall b der Beobachtungskegel die Strahlen der größeren Apertur enthält. In beiden Fällen wird es einen Strahl mit der Apertur x geben, der auf der Grenze der beiden Strahlenkegel verläuft. Bezeichnet A die größte überhaupt auftretende Apertur, so wird im Fall a die Helligkeit des beleuchtenden Büschels sein $\frac{\alpha}{\beta}(A^2 - x^2)$ und die des abbildenden βx^2, wie ohne weiteres aus den Strahlungsgesetzen folgt[1]), α und β sind Proportionalitätsfaktoren. Die Helligkeit des ganzen Systems ist demnach

$$H = \alpha(A^2 - x^2)\,x^2.$$

1) z. B. Drude, Lehrbuch der Optik. 2. Aufl. S. 78.

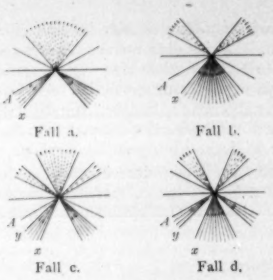


Fig. 6. Vier Arten von Dunkelfeldbeleuchtung.

Im Fall b ergibt sich natürlich derselbe Ausdruck.

Als diejenige Grenzapertur x, die diesen Ausdruck zu einem Maximum macht, findet man

$$x = \frac{A}{\sqrt{2}}.$$

Dann ist

$$H = \frac{\alpha}{4} \cdot A^4.$$

Was nun den Wert der höchsten auftretenden Apertur anlangt, so muß man sich klar machen, daß die mikroskopischen Methoden der Dunkelfeldbeleuchtung fast ausschließlich auf Präparate angewandt werden, deren Einbettungsmedium ungefähr denselben Brechungsindex wie Wasser besitzt, möge es sich nun um kolloidale Lösungen, lebende Bakterien oder ähnliches handeln. Daher kann die größte Apertur A den Wert 1,335 nicht überschreiten. Strahlen noch höherer Apertur werden an der Oberseite des Objektträgers total reflektiert, bevor sie das Präparat getroffen haben. Es wird also:

$$x = 0{,}944.$$

Praktisch von Bedeutung ist, daß diese Aperturbegrenzung, die nun die günstigste Ausnutzung der Helligkeit ergibt, zugleich ungefähr die größte Apertur der Trockensysteme (0,95) darstellt, die tatsächlich erreicht wird. So wird die bei gewöhnlichen Bakterienpräparaten maximale Helligkeit $H_1 = 79{,}4$, wobei wir α gleich 100 Einheiten setzen. Es sei gleich hier bemerkt, daß ich in Praxis bis zu $H = 68{,}1$ gelange.

Im Fall b muß natürlich dieselbe Beschränkung der Zahl A gemacht werden, so daß sich die gleiche Helligkeit wie im Fall a ergibt und aus dieser Betrachtung allein keine bevorzugte Stellung des einen oder anderen Falles zu folgern ist. Doch treten bei der Verwirklichung von Fall b — durch eine Zentralblende im Objektiv — bekanntlich störende Beugungserscheinungen am Blendenrand auf, so daß im Verein mit der

gleichzeitigen Verringerung des Auflösungsvermögens diese Anordnung schwer in Nachteil gegenüber Fall *a* gesetzt wird.

Endlich sei zur Vollständigkeit noch der Fall erwähnt, daß wir das bezüglich eines Objektpunktes divergierende und konvergierende Strahlenfeld nicht in zwei, sondern in drei einander umschließende Strahlenkegel teilen, indem wir eine ringförmige Blende einführen. Die Strahlen des innersten und des äußersten Kegels üben dann also dieselbe Funktion aus. Eine solche ringförmige Blende im Beobachtungskegel anzubringen (Fall *c*) hat H. Siedentopf kürzlich als eine neue Möglichkeit erwähnt. Eine ringförmige Blende im Beleuchtungskegel (Fall *d*) wäre eine weitere bisher noch unbekannte Dunkelfeldmethode, die sich leicht verwirklichen ließe, wenn etwa in einen Spiegelkondensor hoher Apertur ein Linsenkondensor kleiner Apertur hineingesetzt wird. In beiden Fällen haben wir für die Helligkeit des den mittleren Bereich benutzenden Kegels $\frac{\alpha}{\beta}(y^2 - x^2)$ und für die des anderen $\beta(A^2 - y^2 + x^2)$, so daß die Helligkeit der ganzen Anordnung würde

$$H = \alpha(A^2 - y^2 + x^2)(y^2 - x^2).$$

Führen wir hier noch als Nebenbedingung ein, daß etwa im Falle *c* die beiden von der Mitte und von der Randzone des Objektivs gelieferten Lichtmengen gleich groß sein sollen, so haben wir noch

$$A^2 - y^2 = x^2.$$

Ein Maximum tritt dann ein für:

$$x = \frac{A}{2} \text{ und } y = \frac{A}{2}\sqrt{3}.$$

Die Helligkeit wird:

$$H = \frac{\alpha}{4} \cdot A^4,$$

also wiederum so groß, wie in Fall *a* und *b*.

Eine derartige Anordnung, wie sie in Fig. 7 mit einem konzentrischen Kondensor für den Fall, daß $A = 1{,}30$, also $x = 0{,}65$ und $y = 1{,}13$, gezeichnet ist, würde sich demnach vor den anderen Methoden keineswegs durch Helligkeit auszeichnen. Es müßte aber hierfür ein Spezialobjektiv mit einem der Methode besonders angepaßten Korrektionszustand verwandt werden.

Beim Vergleich dieser verschiedenen Arten von Dunkelfeldbeleuchtung fällt dann endlich für den Fall *a* ausschlaggebend ins Gewicht, daß dabei ohne jede Präparierung jedes beliebige Trockensystem gebraucht werden, und ein Immersionsobjektiv durch Einsetzen eines kleinen Trichters ohne weiteres auf die oben berechnete Grenzapertur abgeblendet werden kann.

§ 3. Der konzentrische Kondensor.

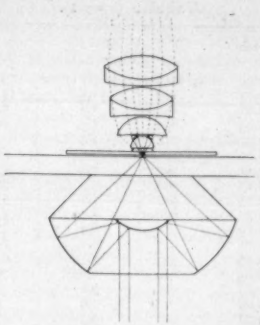


Fig. 7. Dunkelfeldbeleuchtung mit Ringblende.

Aus diesen Überlegungen heraus entstand die in Fig. 8 dargestellte Konstruktion. Dieser konzentrische Kondensor hat einen Aperturbereich von 0,97 bis 1,35. Denn man muß in der Nähe der Grenzapertur wegen der flächenhaften Natur der Lichtquellen einen kleinen Bereich unbenutzt lassen, um ein wirklich strenges Dunkelfeld zu erzielen. Mir erscheint es am besten, den Aperturbereich des Kondensors nur etwa 2—3 Hundertstel höher, als die Grenzapertur beträgt, beginnen zu lassen und so die Helligkeit möglichst zu steigern, obwohl dadurch die Güte der Korrektion, wie auch die Tabelle zeigt, etwas vermindert wird.

Ich bin so dem theoretischen Maximum der Helligkeit ziemlich nahe gekommen. Denn dies ist, wenn wir wieder die Proportionalitätskonstante $= 100$ setzen, gleich $\frac{A^2}{2} = 89{,}1$. Die Helligkeit des konzentrischen Kondensors ist dagegen $100\,(1{,}335^2 - 0{,}97^2) = \mathbf{84{,}1}$.

Der Dunkelfeldkondensor nach v. Ignatowsky benutzt zwar den Bereich von 1,45 bis 1,00. Es kommen aber nur die Aperturen unterhalb 1,335 zur Geltung. Seine Helligkeit ist also **78,2.**

Der sog. Kardioidkondensor von H. Siedentopf hat laut Angabe der Firma C. Zeiß einen Bereich von 1,30 bis 1,10. Seine Helligkeit wäre also **48.**

Bei der gewählten Aperturbegrenzung findet man als passendes Radienverhältnis für die konzentrischen Kreise etwa 2,25—2,30. Für einen mittleren Wert von $\varrho = 2{,}260$ wird dann der Korrektionszustand durch die Tabelle gegeben.

Tabelle ($r = 1$).

Aperturbereich	b	$b - b_m$	$(b - b_m)^2$
0,97—0,99	0,88156	$+15{,}2 \cdot 10^{-4}$	$231{,}0 \cdot 10^{-8}$
0,99—1,01	119	11,5	132,3
1,01—1,03	083	7,9	62,4
1,03—1,05	049	4,5	20,3
1,05—1,07	018	+ 1,4	2,0
1,07—1,09	0,87991	— 1,3	1,7
1,09—1,11	967	3,7	13,7
1,11—1,13	946	5,8	33,6
1,13—1,15	931	7,3	53,3
1,15—1,17	920	8,4	70,6
1,17—1,19	915	8,9	79,2
1,19—1,21	917	8,7	75,7
1,21—1,23	926	7,8	60,8
1,23—1,25	644	6,0	36,0
1,25—1,27	973	— 3,1	9,6
1,27—2,29	0,88013	+ 0,9	0,8
1,29—1,31	067	6,3	39,7
1,31—1,33	137	13,3	176,9
Mittel:	0,88004		$\Sigma\delta^2 = 1099{,}6 \cdot 10^{-8}$

$$\sqrt{\frac{\Sigma\delta^2}{n-1}} = \delta = \pm 0{,}000804,$$

also $b = 0{,}88004 \pm 0{,}91\ {}^0/_{00}$.

Der Fehler in der Sinusbedingung ist genau ebenso groß.

Der mittlere Fehler von ca. $0{,}9\ {}^0/_{00}$, den also dies System im Aperturbereich 0,97—1,33 aufweist, ist so klein, daß der konzentrische Kondensor wohl auch in dieser Richtung einen Fortschritt gegenüber dem bisherigen Zweispiegelsystem[1]) bedeutet. Eine Einschränkung der Helligkeit auf den Aperturbereich von 1,00 bis 1,30 würde den Fehler auf $0{,}69\ {}^0/_{00}$ herabdrücken.

Wenn man auf die Verwendung der konzentrischen Kreise verzichtet, also das Ignatowskysche System mit endlichem Mittelpunktsabstand verwendet, ist es möglich, wie ich hier ausdrücklich hervorheben möchte, die Korrektion z. B. für die Schnittweiten noch erheblich besser, ca. $0{,}2\ {}^0/_{00}$, zu erhalten. Dann hat man aber soviel größere Fehler der Brennweite (Sinusbedingung), ca. $16\ {}^0/_{00}$, daß der Gesamtzustand des Systems schlecht genannt werden muß.

Aus der ganzen Anlage des konzentrischen Kondensors folgt, wie Fig. 8 zeigt, ein weiterer für die technische Ausführung sehr wesentlicher Vorteil. Man hat nämlich als benutzte Zone bei dem äußeren Spiegel nicht wie sonst (bei v. Ignatowsky und bei Siedentopf) ein

1) v. Ignatowsky gibt in seiner ersten Veröffentlichung als Fehler der Schnittweite 4 Proz. und als Fehler der Sinusbedingung 8 Proz. an. Bei der späteren Verbesserung des Systems, wie sie sich ja bei einer längeren fabrikationsmäßigen Herstellung einstellen kann, sind es noch bei der Schnittweite $\pm 2{,}5\ {}^0/_{00}$ und bei der Sinusbedingung $\pm 7{,}4\ {}^0/_{00}$ im Aperturbereich von 1,00—1,45, den v. Ignatowsky gewählt hat, und von $+ 1{,}1\ {}^0/_{00}$ bzw. $\pm 6{,}6\ {}^0/_{0}$, im Bereiche von 1,00—1,33.

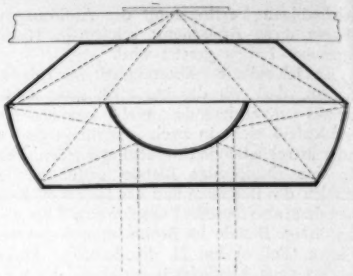


Fig. 8.

äquatoreales Stück — eine „Überhalbkugel" —, sondern eine durch den Mittelpunkt gelegte, zur optischen Achse senkrechte Ebene läßt beide Spiegelzonen auf derselben Seite. Man kann deshalb beide Flächen an ein einziges Stück Glas anschleifen. Dadurch werden einmal die Herstellungskosten verringert, außerdem fallen aber noch alle beim Verkitten zweier Stücke etwa auftretenden Zentrierungsfehler fort. Das obere Glasstück von trapezförmigem Querschnitt hat nur die Bedeutung eines Zwischenstückes, um die Kondensoroberfläche dem Objektpunkt bis auf Objektträgerdicke zu nähern. Daher kann man den ganzen Kondensor einer erheblichen Temperaturerhöhung aussetzen. Ein etwaiges Schmelzen der Kittung und dadurch verursachtes Verschieben der beiden Stücke gegeneinander kann am richtigen Verlauf der Strahlen nichts ändern.

Beim konzentrischen Kondensor wird, wie man sieht, an der inneren Kugel keine Totalreflexion verwendet, sondern beide Spiegel sind versilbert. Daraus folgt ein weiterer Vorteil. Die ausführende Optik braucht nämlich nicht wie sonst in der Zentralpartie das Glas zu mattieren und diesen Blendfleck mit Lack zu bedecken (man nimmt weißen Lack wegen der geringeren Wärme-Absorption), sondern die Versilberung wirft schon von selbst alle Strahlen, die nicht zur Dunkelfeldbeleuchtung gebraucht werden, wieder heraus, so daß gewissermaßen der äußere konkave Spiegel als Lochblende wirkt.

Diskussion.

Siedentopf: Ich teile nicht das pessimistische Urteil des Hrn. Vortr. über die Möglichkeit, genaue nichtsphärische Flächen auszuführen, da ich seit acht Jahren in den Zeißwerken solche Flächen fabrikatorisch herstellen lasse. Daß insbesondere die Herstellung einer Kardioide

unmöglich sein soll, glaube ich auch nicht, da mir ein einfacher Mechanismus hierfür bekannt ist. Was die vom Hrn. Vortr. geübte Kritik an meiner Bezeichnung Kardioidkondensor angeht, so verweise ich auf meine Erläuterungen dazu in der Abhandlung: Über einen neuen Fortschritt in der Ultramikroskopie (Verh. D. physik. Ges. 12, Abschnitt 4, 1910), die jenes vom Hrn. Vortr. befürchtete Mißverständnis doch ausschließen. Ich habe schließlich gefunden, daß man bei diesen sphärischen Zweispiegelsystemen immer ein Radienverhältnis und eine Zentraldistanz angeben kann, wo nicht bloß zwei Strahlen, wie nach Hrn. v. Ignatowsky und dem Hrn. Vortr. vereinigt werden, sondern drei, wodurch die Aberration in der Achse zu einem Minimum wird und also noch kleiner, als bei jenen beiden Systemen. Ich halte diesen Sonderfall für das beste System zu Dunkelfeldkondensoren für die ultramikroskopische Untersuchung von Kolloiden. Der Hr. Vortr. legt dagegen Wert auf einen neuen Sonderfall der konzentrischen Flächen. Die Korrektion der Sinusbedingung geschieht bei ihm aber auf Kosten der Aberration in der Achse. Ich vermisse ferner die Untersuchung der Streuung außerhalb der Achse. So stellte z. B. Schwarzschild zur Charakterisierung seiner aplanatischen Zweispiegelsysteme eine numerische Berechnung dieser Streuung (Ges. Wiss. Göttingen, Math. Klasse, Nr. 2, 1905) als notwendige Ergänzung seiner theoretischen Ableitungen auf. Ich betone, ich meine nicht die Fehler in der Achse; was ich vermisse, sind numerische oder praktische Angaben über die Streuung außerhalb der Achse, auf die es zur Beurteilung der Wirksamkeit des Aplanatismus allein ankommt.

Vortragender: Herr Siedentopf erwähnte ein System, bei dem nicht 2, sondern 3 Strahlen vereinigt werden. Dies System, über das übrigens Herr Siedentopf bisher nichts veröffentlicht hat, ist auch mir bekannt. In der Tat wird dabei die Aberration außerordentlich klein, — nach meinen Rechnungen $+ 0{,}16\,^0/_{00}$ — dafür wird aber der Fehler der Sinusbedingung so außerordentlich viel größer als bei meinem System, — ich finde ihn in jenem Falle zu $+ 16{,}1\,^0/_{00}$ — daß ich den gesamten Korrektionszustand für erheblich schlechter halten muß, als bei dem „konzentrischen Kondensor", wo beide Fehler gleich groß, nämlich $= + 0{,}8\,^0/_{00}$ sind. Diese Zahlen beziehen sich in beiden Fällen auf den gleichen Aperturbereich von 1,00—1,335. — Über die seitliche Streuung kann ich im Augenblick keine numerischen Angaben machen.

F. Jentzsch (Wetzlar), Der Ultrakondensor.

Für Untersuchungen über die Molekularbewegung in Gasen und um einige Resultate der Ionentheorie der Gase optisch sichtbar zu machen, habe ich einen Apparat konstruiert, den ich Ultrakondensor nenne. Da die geplanten Beobachtungen sich hinziehen, und andererseits der Apparat bereits früher öffentlich demonstriert wurde, nämlich gelegentlich der Tagung der Deutschen Bunsengesellschaft in Gießen im Mai 1910, möchte ich jetzt wenigstens eine kurze Beschreibung veröffentlichen.

Der Name Ultrakondensor soll besagen, daß es sich um einen Zusatzapparat handelt, der ein gewöhnliches Mikroskop für ultramikroskopische Untersuchungen brauchbar macht.

Während bei dem Spaltultramikroskop von Zsigmondy[1]) der zu Mikroskopachse senkrechte Beleuchtungskegel nur von einer Seite kommt, laufen hier Strahlen auf den Objektpunkt P zu in allen Azimuten der zur Mikroskopachse senkrechten Ebene, und außerdem solche oberhalb und unterhalb dieser Ebene, die sie ebenfalls alle in dem einen Punkt durchstoßen. Auf die hierdurch verursachten Beleuchtungseffekte will ich später eingehen.

Ich habe diesen Strahlenverlauf zu erreichen gesucht, durch zwei an Glaskörper angeschliffene spiegelnde Kugelflächen, wie die Figuren wohl hinreichend deutlich zeigen. Jeder Strahl wird viermal gespiegelt, zweimal bevor und zweimal nachdem er das Teilchen erregt hat. Auf diese Weise verlassen sämtliche Strahlen den Ultrakondensor auf derselben Seite, auf der sie eingetreten sind. Fig. 1 stellt eine zweiteilige,

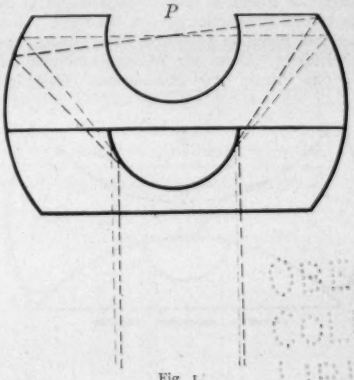


Fig. 1.

1) Siedentopf u. Zsigmondy, Ann. d. Phys. 10. 1, 1903.

Fig. 2 eine dreiteilige Ausführungsform vor. Um den Vereinigungspunkt herum ist eine Hohlkugelfläche eingeschliffen, die die Untersuchungssubstanz, Gase, Dämpfe oder Flüssigkeiten aufzunehmen hat.

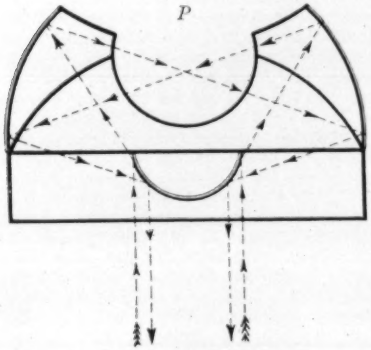


Fig. 2.

Für manche Flüssigkeitsuntersuchungen, vor allem wenn es sich um geringe Mengen einer stark absorbierenden Substanz handelt, ist eine dritte Form besser geeignet (Fig. 3). Hierbei wird der Hohlraum so gelegt, daß seine Grenzfläche die Strahlen bricht und selbst mit zur Strahlenvereinigung beiträgt.

Außer einer besonders großen Helligkeit bieten diese Ultrakondensoren noch den weiteren Vorteil, keine Farbenfehler zu besitzen, da wenigstens Form 1 und 2 ausschließlich mit Spiegelflächen arbeitet. Auch bei Form 3 kann die dabei benutzte Brechung keine Farbenfehler herbeiführen. Denn für wäßrige Lösungen läßt sich das Prinzip der „homogenen Dispersion“ anwenden, da es glücklicherweise ein Glas gibt, das genau die gleiche Dispersion wie Wasser aufweist.

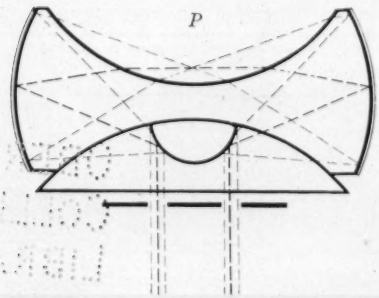


Fig. 3.

Bläst man in einen dieser Kondensoren Tabaksrauch ein, so sieht man sofort eine sehr große Zahl heller Teilchen in lebhafter Molekularbewegung. Strömungen halten nur kurze Zeit an. Läßt man im Hohlraum des Ultrakondensors Funken überspringen, so sieht man sofort die von den Elektroden abgerissenen Metallteilchen herumschwirren.

Eberhard Schnetzler (Danzig), Strömungserscheinungen von Wasser in rauhwandigen Kapillaren innerhalb eines großen Bereiches von Strömungsgeschwindigkeiten.

Die ersten quantitativen Untersuchungen über die Gesetze, nach denen Wasser durch enge Röhren fließt, hat Poiseuille angestellt. Er stellte folgende Beziehung auf:

$$V = \frac{\pi (p_a - p_e) \cdot r^4}{8 \eta l},$$

wobei ist: V das Volumen Wasser, das in der Zeiteinheit ausfließt, $(p_a - p_e)$ der Druckunterschied zwischen dem Anfangs- und dem Endpunkt der Röhre, η der Reibungskoeffizient des Wassers, l die Länge der Röhre und $2r$ deren lichte Weite. Es ist also die in der Zeiteinheit ausfließende Wassermenge umgekehrt proportional dem inneren Reibungskoeffizienten des Wassers und der Länge der Kapillare, direkt proportional dem treibenden Druck und der vierten Potenz des Halbmessers der Röhre.

Der Gültigkeitsbereich dieses Gesetzes ist jedoch beschränkt. O. Reynolds wies (um 1890) experimentell und theoretisch nach, daß die Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes bei einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit, der kritischen Geschwindigkeit aufhörte. Während bei geringeren Geschwindigkeiten die Wasserteilchen sich alle parallel zur Kapillarenachse fortbewegen, treten, sobald die kritische Geschwindigkeit erreicht wird, Wirbel auf, die die Änderung des bis dahin gültigen Strömungsgesetzes verursachen. Für die kritische Stelle fand Reynolds folgenden Ausdruck:

$$K = \frac{s \cdot r \cdot U}{\eta},$$

wobei K eine Konstante ist, deren Wert zwischen 1900 und 2000 liegt; s ist die Dichte des Wassers, U die mittlere Stromgeschwindigkeit, sonst wie oben.

Neuere Untersuchungen, die W. Rucks in Würzburg bei Geh. Rat W. Wien gemacht hat, haben gezeigt, daß auch Gase nach genau den

gleichen Gesetzen in engen Röhren strömen wie Wasser, auch die Reynoldssche Konstante behält den gleichen Wert, aber nur — und das war das Auffällige — bei der Benutzung von Glaskapillaren. Bei Anwendung von Metallkapillaren stellte sich schon bei viel geringeren Geschwindigkeiten das Kriterium ein; im übrigen blieb die Beziehung die gleiche; der Wert der Konstanten K ergab sich zu 400 bis 500.

Die Ursache dieser eigenartigen Abhängigkeit vom Kapillarenmaterial schien in dem Unterschied der Wandbeschaffenheit zu liegen und sollte nun zunächst genauer für Wasserströmung untersucht werden.

Die Vorversuche ergaben die Notwendigkeit, die Untersuchungen innerhalb eines sehr großen Gebietes von Stromgeschwindigkeiten auszuführen. Um die großen Geschwindigkeiten zu erreichen, waren sehr hohe Drucke und entsprechend ausgedehnte Anlagen erforderlich. Die experimentellen Hauptschwierigkeiten und deren Beseitigung seien hier kurz erwähnt. Das Wasser wurde durch einen regulierbaren Zufluß von komprimierter Luft durch die Kapillaren getrieben; das unter hohem Druck stehende Wasser absorbierte so viel Luft, daß es für die Untersuchungen nicht zu gebrauchen war; es wurden deshalb mehrere Kohlensäureflaschen hintereinandergeschaltet, die gleichzeitig das Wasserreservoir bildeten und infolge ihres verhältnismäßig kleinen Durchmessers verhinderten, daß die Luftabsorption allzu rasch von der hintersten in die vorderen vorschreite. Das Wiederfüllen der Flaschen erfolgte durch Absaugen der Luft, wodurch das Wasser auch gleichzeitig luftfrei wurde. Die Druckmessung erfolgte von 0 bis 0,3 Atm. mit einem Wassersteigrohr, bis 3 Atm. in einem Hg-Manometer, bis 30 Atm. in einem geschlossenen Wassermanometer, bis 250 Atm. mit einem Metallrohrmanometer. Die Hauptschwierigkeit lag in der Herstellung rauhwandiger Kapillaren. Gaskapillaren mit Flußsäure zu ätzen, gelang nach sehr vielen vergeblichen Versuchen nur bei einem verhältnismäßig kurzen und weiten Rohr, mit dem aber Messungen ausgeführt wurden. Alle anderen Kapillaren wurden folgendermaßen hergestellt: Auf einen Stahldraht wurde Kupferdraht in eng aneinanderliegenden Windungen aufgedreht, der Stahldraht herausgezogen, das so entstandene Spiralrohr mit Leinewand umwickelt und in ein Messingrohr gesteckt.

Die wesentlichsten Ergebnisse der Untersuchungen sind in den Kurven zusammengestellt, die als die charakteristischsten aus einer großen Anzahl ähnlicher herausgegriffen sind.

Die Glaskapillare mit ihren starken, unregelmäßigen Rauhigkeiten hatte auf die Strömung einen bemerkenswerten Einfluß, der sie von den Spiralrohren wesentlich unterschied: das Poiseuillesche Gesetz gilt auch bei den allerkleinsten Geschwindigkeiten nicht; in Fig. 1 stellt die Linie A

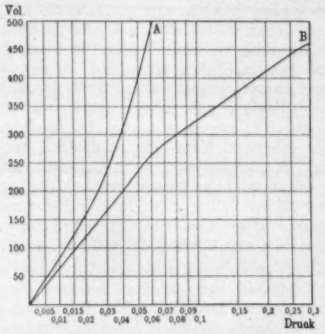


Fig. 1.

die Poiseuillesche Strömung für ein Rohr des gleichen Durchmessers dar, B die Strömung in der Glaskapillare. Als Abszisse ist der Logarithmus des Druckes, als Ordinate das auf die Zeiteinheit bezogene Volumen aufgetragen. Im Gegensatz hierzu stimmt bei den Spiralrohren bei kleinen Geschwindigkeiten das Poiseuillesche Gesetz sehr gut, auch die Reynoldssche Strömung, die bei der Glaskapillare nicht festzustellen war, tritt hier deutlich hervor, freilich schon bei viel kleineren Geschwindigkeiten. Der Wert der Konstanten K schwankt bei den verschiedenen Kapillaren zwischen 50 und 1200.

In Fig. 2 sehen wir die Druck—Volumenkurve von vier nur in der Länge verschiedenen

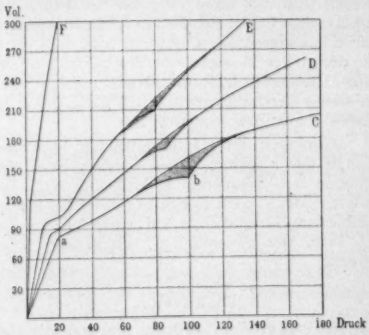


Fig. 2.

Kapillaren. Betrachten wir die Kurve C, so sehen wir bei a einen deutlichen Knick; diese Stelle entspricht dem Reynoldsschen kritischen Punkt. Ein zweiter kritischer Punkt ist an der Stelle b zu erkennen. Das Volumen fängt an, bei steigendem Druck sich asymptotisch einem konstanten Wert zu nähern und schlägt dann an einer bestimmten Stelle wieder in eine starke Zunahme um, kehrt aber bald in den alten Kurvenverlauf zurück. Diese Stelle ist, ähnlich wie die Stelle a, ein labiles Gebiet, was durch die Schraffur angedeutet ist. Die Ausdehnung dieses labilen Gebietes nimmt deutlich mit der Länge der Kapillare ab, um bei sehr kurzen Kapillaren ganz zu verschwinden. Die Dimensionen dieser Röhre sind: innerer Durchmesser 0,8 mm, Länge $C = 224$, $D = 114$, $E = 72$ und $F = 9$ cm, Rauhigkeitsgröße ca. 0,05 mm.

Eine größere Anzahl von Untersuchungen mit Kapillaren von gleichem Durchmesser und verschiedener Rauhigkeitsgröße, ferner mit gleicher Rauhigkeit und verschiedenem Durchmesser ließ nichts Erwähnenswertes erkennen; es zeigte sich nur immer, daß jener zweite Knick in der Druck—Volumenkurve um so deutlicher hervortrat, je länger das Rohr war.

Ferner sei noch erwähnt, daß bei einer Kapillare noch ein dritter Knick gefunden wurde, über den hinaus aber leider keine Messungen mehr gemacht werden konnten, weil die Anlage eine weitere Steigerung des Druckes (250 kg cm^2) nicht mehr zuließ. Die maximale Stromgeschwindigkeit hatte an dieser Stelle etwa 300 m pro Sekunde erreicht.

Von der Stelle der Reynoldsschen kritischen Geschwindigkeit an weicht die Druckvolumenkurve, von den labilen Stellen oder lokalen Knicken abgesehen, nicht sehr erheblich von einer Geraden ab. Diese neuen kritischen Stellen sind also nicht, wie das bei dem Reynoldsschen Punkt der Fall ist, Ausgangspunkte für eine andere Strömungsform, sondern Stellen, an denen der Wasserstrom gewissermaßen um eine Gleichgewichtsform herum pendelt; bei größeren Geschwindigkeiten tritt dann der erste stabile Zustand wieder ein.

Messungen der Druckverteilung über die Länge der Kapillare haben ergeben, daß die stärkste Druckabnahme im Endstück liegt; bei Röhren über 100 cm Länge zeigte sich das hauptsächlichste Druckgefälle auf einer ca. 10 bis 15 Proz. der Gesamtlänge betragenden Endstrecke.

Diskussion.

W. Wien: Die Versuche sind von mir von dem Gesichtspunkte aus angeregt, die bei der turbulenten Bewegung auftretenden Verhältnisse näher zu untersuchen. Bekanntlich ist es bisher nicht gelungen, die Frage nach der Stabilität der regelmäßigen reibenden Strömung aus den hydrodynamischen Gleichungen abzuleiten. Da hier die mathematischen Schwierigkeiten sehr groß sind, zeigt sich zunächst nur der experimentelle Weg gangbar, die in der turbulenten Strömung auftretende Stabilität der Strömung zu untersuchen. Die Beobachtungen haben nun ergeben, daß es Gebiete der Geschwindigkeit gibt, wo die an sich als turbulent anzusehende Bewegung in eine andere noch stabilere umschlägt. Merkwürdigerweise sind diese Gebiete beschränkt, indem bei kleinerer und größerer Geschwindigkeit die Strömung die gewöhnliche turbulente ist. Die Bedingungen für das Auftreten dieser Gebiete des Umschlagens der Strömung sind bisher noch nicht erkannt und müssen weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Schulze: Ich möchte fragen, ob vielleicht Andeutungen von Gleitung bei sehr starken Drucken gefunden wurden.

W. Wien: Die Frage, ob Gleitung stattfindet, kann man nur entscheiden, wenn die strenge hydrodynamische Lösung des Strömungsproblems vorliegt. Das Fehlen der Gleitung wird in das Problem durch die Forderung eingeführt, daß die Geschwindigkeit an der Oberfläche verschwindet. Ich kann also nur dann entscheiden, ob Gleitung stattfindet oder nicht, wenn ich die Experimente mit den Ergebnissen der strengen Theorie vergleichen kann.

F. A. Schulze (Marburg), Elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft Heuslerscher Legierungen.

Zur Aufklärung der Ursachen der merkwürdigen von F. Heusler entdeckten Erscheinung des Ferromagnetismus gewisser Legierungen aus an und für sich nicht ferromagnetischen Komponenten wird es nützlich sein, außer den magnetischen auch andere physikalische Eigenschaften dieser Legierungen zu untersuchen[1]). Im folgenden soll kurz über einige Messungen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kraft berichtet werden, die ich an derselben Legierung ausgeführt habe, deren magnetische Eigenschaften gleichzeitig im hiesigen physikalischen Institut von Herrn E. Take eingehend untersucht werden. Die Versuchsbedingungen wurden dabei möglichst den bei den magne-

1) Siehe hierzu F. Richarz, Marburger Berichte, 9. Dez. 1908. S. 208.

tischen Versuchen benutzten gleichgemacht, um einen Vergleich aller physikalischen Eigenschaften zu ermöglichen. Die Legierung, die von Herrn F. Heusler freundlichst zur Verfügung gestellt war, lag in Stäben von 6 bis 7 mm Durchmesser vor. Bei den vorliegenden Versuchen wurden die Stäbe in Stücke von etwa 10 bis 20 cm Länge geschnitten. Sie wurden sämtlich zunächst im elektrischen Ofen auf 600° erhitzt und dann in kaltem Wasser abgeschreckt. Zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit wurde die Methode von Matthiessen und Hockin benutzt. (Alle Zahlen gelten für Zimmertemperatur.) Die thermoelektrische Kraft wurde gegen Kupfer gemessen, das in Drahtform angeklemmt wurde. Die eine Klemmstelle befand sich in schmelzendem Eis, die andere in Wasser von 40 bis 50°.

Die Legierungen wurden nach dem Abschrecken teils im elektrischen Ofen, teils in siedenden Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen gealtert, langsam erkalten gelassen und die elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft nach verschieden langen Alterungszeiten bestimmt. Die Alterungstemperaturen waren 140°, 170°, 184°, 194°, 201°, 214°, 225°, 255°, 300°. Die qualitativen Ergebnisse waren folgende (das ausführliche Zahlenmaterial soll an anderer Stelle veröffentlicht werden):

Die elektrische Leitfähigkeit nahm mit zunehmender Alterungsdauer stets zu bis zu einem Grenzwert, der etwa das $1^1/_2$fache des Anfangswertes betrug. Im allgemeinen geschah die Umwandlung um so schneller, je höher die Alterungstemperatur war. So wurde z. B. der definitive Endwert bei 140° nach etwa 250 Stunden erreicht, bei 300° dagegen bereits nach 7 Stunden. Auffallend war jedoch eine besonders langsame Umwandlungsgeschwindigkeit bei etwa 225°; sie war hier langsamer als bei 140°.

Die thermoelektrische Kraft nahm ebenfalls bei Alterungstemperaturen unterhalb etwa 200° stets zu mit zunehmender Alterungsdauer bis fast auf das Doppelte des Anfangswertes. Die Zunahme erfolgte in ganz gleicher Weise wie diejenige der elektrischen Leitfähigkeit, so daß man bei geeigneter Wahl der Maßstäbe die beiden Kurven fast zur Deckung bringen konnte. Ein wesentlich abweichendes Verhalten ergab sich jedoch bei Temperaturen über etwa 200°. Hier nahm die thermoelektrische Kraft zunächst ab, um dann nach Erreichung eines Minimums wieder bis auf etwa das Doppelte des Anfangswertes zu steigen. Auch die thermoelektrische Kraft zeigte ein Minimum der Änderungsgeschwindigkeit bei 225°.

Es zeigen sich also hier Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kraft mit der Alterung wie bei den magnetischen Eigenschaften. Allerdings sind die Änderungen der Permeabilität sehr viel größer. Inwiefern Änderungen der magnetischen Eigenschaften mit solchen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kräfte nach der Elektronentheorie verknüpft sein können, hat Herr F. Richarz in einem demnächst erscheinenden Vortrag in der Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. in Marburg auseinandergesetzt.

Herrn E. Take danke ich auch an dieser Stelle herzlich für seine ständige freundliche tatkräftige Unterstützung. Herrn Dr. F. Heusler bin ich für die gütige Überlassung der Legierung zu großem Danke verpflichtet.

Diskussion.

Krüger: Ich möchte fragen, ob die Zustandsdiagramme dieser Legierungen schon untersucht sind.

Vortragender: Soviel ich weiß, ist das bisher noch nicht geschehen.

Kalähne: Ist die Wärmeleitfähigkeit dieser Legierungen anch schon untersucht worden?

Vortragender: Derartige Versuche werden demnächst in Angriff genommen.

Hans Witte (Wolfenbüttel), Mechanische Modelle zum zweiten Wärmehauptsatz.

Die Bemerkungen, die ich über den zweiten Wärmehauptsatz vorbringen will, beziehen sich auf den Versuch, das Entropieprinzip mechanisch zu begründen. Sie bleiben ganz im Rahmen der alten kinetischen Gastheorie, lassen also Strahlungsvorgänge außer Betracht.

Als die kinetische Gastheorie nach vielen glänzenden Erfolgen an die eigentliche Krönung ihres Werkes heranging, nämlich eben an die mechanische Erklärung der Irreversibilität, stellte sich dem bekanntlich eine Schwierigkeit ganz besonderer Art entgegen. Die Tatsache der Irreversibilität gelangt zum Ausdruck in der Existenz einer Zustandsfunktion — der Entropie — die sich mit wachsender Zeit immer in einem und demselben Sinne ändert; bei allen Vorgängen der reinen Mechanik ist aber die Richtung der Zeit prinzipiell gleichgültig. Wie soll es also möglich sein, bei einem rein mechanischen System, etwa einem einatomigen Gas, eine reine Zustandsfunktion H anzugeben, deren zeitliche Änderungsgeschwindigkeit dH/dt ein konstantes Vorzeichen hat? — Nur einem Boltzmann konnte es gelingen, auf dem Grunde der stati-

stischen Betrachtungsweise das anscheinend unlösbare Problem zu lösen und sogar die Form der gesuchten Funktion H zu bestimmen.

Auf dem Boden der Statistik, der Wahrscheinlichkeitsrechnung — in diesen Worten ist nun allerdings die Angriffsfläche für eine ganze Schar von zum Teil sehr tiefgreifenden Diskussionen gegeben, die sich im Laufe der Jahre an das Boltzmannsche H-Theorem angeknüpft haben und die bis zum heutigen Tage noch nicht als abgeschlossen gelten können. Ich darf nur an eine von sehr hervorragender Stelle in jüngster Zeit geäußerte Bemerkung erinnern, in der rundweg der ganze Beweis deswegen für nicht erbracht erklärt wird, weil eben das H-Theorem dem Boltzmannschen Beweisgange gemäß nur ein Wahrscheinlichkeitssatz sei[1]). Daß selbst solchen extremen Verwerfungsurteilen ein gewisser berechtigter Kern innewohnt, ist wohl nicht ganz abzustreiten. Zweifellos liegt in der Tatsache, daß bis jetzt die mechanische Begründung des Prinzips zum Teil auf Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen aufgebaut ist, die ständige Aufforderung, nach Möglichkeit diesen Mehrdeutigkeitscharakter fortschreitend zu eliminieren, und zu eindeutigen, den wirklichen Vorgang exakt wiedergebenden Gesetzen zu gelangen. Also kurz gesagt, Wirklichkeit an Stelle von Wahrscheinlichkeit, das müßte die Parole sein.

Diese Forderung ist nun freilich bald ausgesprochen, aber ihrer Erfüllung stehen zurzeit noch enorme Schwierigkeiten im Wege. Es war meine Absicht, einige mathematische Beiträge zu dem Problem vorzutragen, ich muß aber diese Dinge einer späteren Publikation überlassen, da heute die Zeit nicht ausreichen würde. Was ich dagegen besprechen möchte, sind einige mechanische Veranschaulichungen für dieselben Grundbegriffe und Probleme. Wenn man nämlich in die dem H-Theorem zugrunde liegenden Bewegungsvorgänge tiefer eindringen will, stellt sich sehr bald das Bedürfnis heraus, einfachere mechanische Vorgänge nachzuweisen oder herzustellen, die einen ähnlichen Charakter besitzen. Dieses Bedürfnis hat bekanntlich schon verschiedene Früchte gezeitigt, man hat Analogien, die vom Würfelspiel hergenommen sind, andere arbeiten mit Münzen, Losen und weiteren Hilfsmitteln der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Was aber bis jetzt fehlt, sind Analogien und Modelle, die von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen frei sind und die diejenigen Eigentümlichkeiten wirklich und eindeutig als Tatsachen zeigen, welche man bisher in allen Fällen nur als wahrscheinlich vorhanden nachweisen konnte. Solche Analogien und Modelle lassen sich in der Tat angeben. Ich will auf verschiedene einfache Möglichkeiten hinweisen und zwei davon (A und B) näher besprechen. Die zweite Gruppe (B) kann man wirklich herstellen, beide lassen sich sehr leicht rechnerisch verfolgen und gestatten die Grundprobleme sowie die vermutlichen Lösungswege sehr einfach zu veranschaulichen.

1) E. Mach, diese Zeitschr. 11, 599, 1910.

A.

Bei allen Versuchen, die wirklichen Molekülbewegungen durch Modelle nachzubilden, stößt man auf dieselben, sich immer wiederholenden Schwierigkeiten: die große Zahl der Moleküle in Räumen, die für uns klein sind, ihre endliche Größe, die Zusammenstöße und dergleichen mehr. Es scheint immerhin nicht ganz aussichtslos, auch unter Berücksichtigung aller dieser Umstände etwas zu erreichen, indem man mit ganz wenigen, zwei, drei Molekülen anfängt und die Zahl dann immer größer werden läßt. Zu erwarten ist ja, daß man auf diese Weise wird entscheiden können, ob bei wachsende. Zahl der Moleküle die Gesetze sich den bisher durch Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen ermittelten stetig annähern oder nicht. Vorläufig habe ich, um ein ganz einfaches Modell zu finden, einen anderen Weg eingeschlagen. Offenbar liegt die grundsätzlich größte Schwierigkeit in den Zusammenstößen und zwar insbesondere bei Temperaturänderungen. Infolgedessen empfiehlt es sich, zunächst einen Vorgang nachzubilden, bei dem die Temperatur konstant bleibt. Ein solcher Vorgang ist bekanntlich das Ausströmen eines idealen Gases aus einem gaserfüllten in einen leeren Raum. Der Vorgang ist irreversibel, die Irreversibilität wird aber nicht durch Temperaturänderungen bedingt, denn diese treten im Endeffekt gar nicht ein, vielmehr hängt die Entropiezunahme wesentlich nur von der Vergrößerung des Volumens ab. Sobald man aber einmal von den Zusammenstößen absieht, also nur noch Geschwindigkeitsänderungen infolge der Reflexion an den (starren) Wänden berücksichtigt, kann man weiterhin sehr wohl die Geschwindigkeiten der Moleküle als gleich und die Moleküle selber als punktförmig betrachten, und schließlich, was eine ganz ungemeine Vereinfachung bedeutet, an Stelle des wirklichen dreidimensionalen Vorganges einen zweidimensionalen zugrunde legen.

Nach diesen Erwägungen stellt sich die Aufgabe folgendermaßen dar (vgl. Fig. 1).

Gegeben sind zwei zweidimensionale Räume I und II von bekannter Begrenzung. Im Raume I bewegen sich anfänglich ($t = -t_1$) n gleichartige materielle Punkte an irgendwelchen Stellen (x, y)

Fig. 1.

mit beliebig gerichteter, aber dem Absolutbetrage nach gleicher Geschwindigkeit v. Die Zahl n mag zunächst klein angenommen werden, die Größe von v ist nicht von Belang. Die Punkte sollen einander in der Bewegung nicht stören, Geschwindigkeitsänderungen, natürlich nur Änderungen der Richtung, erfolgen also lediglich an den Wänden und zwar nach dem Reflexionsgesetze. Zu irgendeiner Zeit, etwa $t = 0$, soll dann die anfangs geschlossene Verbindung (Hahn) zwischen Raum I und II geöffnet werden, in Raum II sollen dieselben Gesetze und Vereinfachungen gelten wie in Raum I.

Es werden nun bald einzelne der n materiellen Punkte in den Raum II hineinfliegen, sich dort je nach Anfangszustand und Grenzbedingungen (Form von II) längere oder kürzere Zeit aufhalten, wieder in Raum I hineingelangen, und so fort. Natürlich ist es von vornherein nicht ausgeschlossen, daß der Raum II wieder einmal ganz leer wird, ebensowohl ist ein extremer Fall denkbar, in dem alle Teilchen für kürzere oder längere Zeit den Raum I freilassen; vor allem aber würde ein sehr wichtiger und ausgezeichneter Fall der sein, daß sich schließlich, wenn auch nach anfänglichen Schwankungen, eine vollständig gleichmäßige Verteilung in beiden Räumen herstellt. Dieser letzte Fall entspräche der ursprünglichen Fassung des H-Theorems und dem eigentlichen Sinne des Irreversibilitätsbegriffes. Unter allen Umständen aber muß man, nachdem das Problem in dieser Weise formuliert worden ist, wirklich eindeutig ausrechnen können, was tatsächlich passiert; man ist ohne allen Zweifel hier imstande, alle weiteren Geschehnisse auf Grund von Anfangszustand und Grenzbedingungen exakt vorauszusagen.

Da es sich vorerst nur um eine mechanische Analogie handelt, ohne den Anspruch, das unendlich viel schwierigere Problem einer exakten Durchrechnung der wirklichen Molekülbewegungen direkt anzugreifen, habe ich schließlich noch eine weitere mathematische Vereinfachung für wünschenswert gehalten; um so mehr, als diese Vereinfachung einen höchst wichtigen Zusatz zu den mathematischen Einwänden gegen die Möglichkeit einer mechanischen Begründung der Irreversibilität direkt in die Analogie einzuführen gestattet. Bekanntlich ist die eingangs erwähnte formell-mathematische Umkehrbarkeit aller rein mechanischen Vorgänge zwar der grundlegende, aber nicht der einzige Einwand, der erhoben werden kann. Es ist E. Zermelo[1]) gelungen, auf Grund eines Theorems von Liouville und Poincaré zu beweisen, daß in einem abgeschlossenen System jeder einmal dagewesene Zustand nach einer endlichen, wenn auch unter Umständen ungemein großen Zeit notwendigerweise mit beliebiger Annäherung wieder einmal eintreten muß. Auf den vorliegenden Fall angewandt, fordert dieser Satz auf Grund der eingeführten Voraussetzungen, daß notwendigerweise die sämtlichen materiellen Punkte, da sie zur Zeit $t = 0$ (schon bei offenem Hahne) sämtlich im Raume I waren, zu irgendeiner späteren Zeit wieder einmal, und dann natürlich auch noch öfter, sich alle wieder im Raume I zusammenfinden müssen. Da diese Quasi-Periodizität unter den gemachten Voraussetzungen tatsächlich nicht zu umgehen ist, erscheint es vorteilhaft, direkt periodische Elementarbewegungen ausdrücklich einzuführen. Man erreicht das, indem man die Begrenzung der Räume I und II passend wählt, nämlich symmetrisch bzw. gleich. Natürlich läßt sich dann ohne weiteres vermuten, daß auch der Gesamtvorgang völlig oder wenigstens nahezu periodisch werden wird; gerade dieses unmittelbar durch die Voraussetzungen bedingte Eintreten einer echten Periodizität stellt aber dann die erste Hauptfrage um so entschiedener in den Vordergrund, die das Modell beantworten muß: Lassen sich nicht irgendwelche Hilfsannahmen ersinnen, lassen sich die Voraussetzungen nicht irgendwie mit dem Erfolge ändern, daß die Periodizität des Gesamtvorganges vermieden wird, daß der Gesamtvorgang also — etwa wenige ganz bestimmt angebbare exzeptionelle Anfangszustände ausgenommen — unter allen Umständen schließlich dem eigentlichen Sinne des Irreversibilitätsbegriffes entsprechend, zu gleichmäßiger Verteilung der Punkte in beiden Räumen führt?

Die Analogie A gibt eine, allerdings nur theoretisch durchrechenbare, aber, weil man eben einen nachweislich gangbaren, allgemeinen Ausweg noch nicht kennt, doch wohl beachtenswerte Antwort auf diese Frage. Ich deute verschiedene Darstellungsmöglichkeiten kurz an und gebe dann als Modell A diejenige, die mir die einfachste erschienen ist.

Es liegt nahe, den Räumen I und II die Gestalt regelmäßiger Polygone zu geben. Unter diesen empfehlen sich besonders Quadrate. Zunächst erscheint es zweckmäßig, die Öffnung punktförmig zu nehmen, also die Quadrate etwa nach Art der Fig. 2 oder 3 aneinanderzusetzen, in denen die Öffnung durch ein kleines Kreuz (+) markiert ist.

1) E. Zermelo, Wied. Ann. 57, 485, 1896.

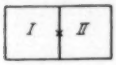


Fig. 2.

Fig. 3.

In anderer Beziehung stellen sich wieder zwei Kreise als besonders einfach dar (vgl. Fig. 4):

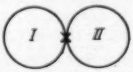


Fig. 4.

Jedoch ergeben sich sowohl bei den Quadraten der Fig. 2 und 3 wie bei den Kreisen der Fig. 4 unmittelbar ersichtliche Schwierigkeiten, es treten nämlich Bahnen auf, die niemals aus dem ersten Raum hinausführen können. Man geht also besser zu endlichen Öffnungen über; sobald man sich aber dazu entschließt, liegt es am nächsten, die Scheidewand derartig zu wählen, daß bei ihrem Wegfallen keinerlei vorspringende Ecken zurückbleiben, also etwa nach Art der gemeinschaftlichen Seite CD der beiden Rechtecke $ABCD$ und $CDEF$ in der Fig. 5.

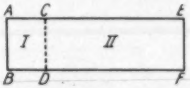


Fig. 5.

Auf diese Gefäßform lassen sich bereits genau die entsprechenden Überlegungen anwenden, wie ich sie jetzt an einem noch einfacheren Beispiel durchführen will. Offenbar erhält man aus Fig. 5 die denkbar einfachste Gefäßform, wenn man entweder die Teilräume oder aber den ganzen Raum $ABEF$ quadratisch werden läßt. Im folgenden soll die zweite Möglichkeit zugrunde gelegt werden, die erste würde übrigens ganz analoge Resultate ergeben.

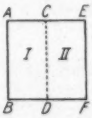


Fig. 6.

Bis zur Zeit $t = 0$ befinden sich also (vgl. Fig. 6) alle Teilchen im Raume I, sie bewegen sich mit gleich großem, konstantem Absolutbetrag der Geschwindigkeit, die Bewegungsrichtung wird lediglich durch die vollkommenen Reflexionen an den vier Wänden AB, AC, BD und CD gemäß dem Reflexionsgesetz geändert, man erhält also bis dahin Bahnen z. B. von der folgenden Art (Fig. 7—9):

Fig. 7.

Fig. 8.

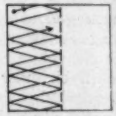


Fig. 9.

im Zeitpunkt $t = 0$ fällt die Scheidewand CD. Von nun an gelangen die Teilchen auch in den Raum II. Die einfache geometrische Gestalt der Räume bringt es mit sich, daß jedes einzelne Teilchen zeitweise immer noch dieselbe Bahn beschreibt, wie sie ihm zugewiesen wäre, wenn die Wand CD nicht beseitigt würde. Sobald ein Teilchen nämlich die Linie der früheren Scheidewand CD erreicht hat, bewegt es sich (vgl. Fig. 10 und 11)

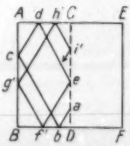


Fig. 10.

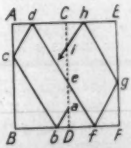


Fig. 11.

auf einer Bahn $efghi$, welche in bezug auf CD das Spiegelbild derjenigen Bahn $efg'h'i'$ darstellt, die das Teilchen zurücklegen würde, wenn CD noch materielle Scheidewand wäre, welche also CD im gleichen Punkte $i'' = i$ wiederum erreicht, unter demselben Winkel verläßt und damit genau in die Bahn einmündet, die dem Vorhandensein von CD als realer Scheidewand entspricht; ein Vorgang, der sich bei jedem einzelnen Teilchen in regelmäßiger Folge wiederholt und der besonders leicht mit Hilfe der Fig. 12 übersehen werden kann.

In dieser Figur, die man sich bis ins Unendliche fortgesetzt denken mag, sind die gebrochenen Linienzüge geradlinig abgerollt; man sieht ohne weiteres, daß $abcde$ mit $abc''d''c''$ identisch ist; ebenso aber auch sowohl $efghi$ wie $efg'h'i$ mit $e''f'g''h''i''$, usf. Außerdem läßt die Figur unmittelbar erkennen, daß die ganzen Weglängen in I und II jeweils gleich sind, denn es ist offenbar $ae'' = e''i''$, usf. Da

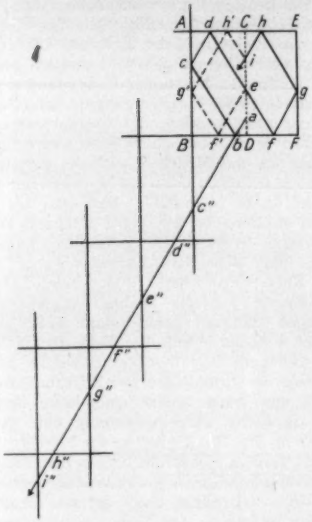


Fig. 12.

die Absolutbeträge der Geschwindigkeit als gleich vorausgesetzt wurden, sind infolgedessen auch die Aufenthaltszeiten in I und in II gleichlang. Ferner ist auch $ac'' = c''\dot{e}''$ usw., d. h. Weg und Zeit von der Linie CD bis zur Wand AB oder EF und umgekehrt sind ebenfalls unter sich gleichlang. Jedes einzelne Teilchen vollführt also in der Tat völlig periodische Bewegungen. Es genügt nun für das Folgende, wenn nur solche Teilchen betrachtet werden, die unmittelbar vor der Zeit $t = 0$ die (dann noch vorhandene) Wand CD erreicht haben, die also im Augenblick $t = 0$ unter allen denkbaren Winkeln in den Raum I ausgestreut werden. Ich will sogleich zeigen, daß sich aus diesen Teilchen, die sich in dem gegebenen Zeitpunkt sämtlich von der Linie CD aus in den Raum I zerstreuen, eine H-Kurve gewinnen läßt, die genau dem eigentlichen Sinne der Irreversibilität entspricht.

Zunächst läßt sich leicht einsehen, daß Weglänge und Aufenthaltszeit dieser Teilchen unabhängig sind vom Abgangsorte. Offenbar haben (vgl. Fig. 13) zwei Wege $a_1a_2a_3a_4$ und $b_1b_2b_3$, die die Linie CD unter gleichem Winkel verlassen, gleiche Länge, da für sie die gleichen Strecken a_1a_4' und b_1b_3' eingesetzt werden können. Weglänge und Aufenthaltszeit sind also nur Funktionen des Abgangswinkels, und

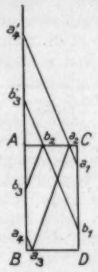


Fig. 13.

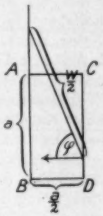


Fig. 14.

zwar ist, wenn a die Länge der Quadratseite und φ den Winkel zwischen Abgangsrichtung und Normale zu CD bezeichnet (vgl. Fig. 14), die Länge des Weges w hin und her in jedem einzelnen der Räume I oder II:

$$w = \frac{a}{\cos\varphi}.$$

Wegen der Symmetrie bezüglich der Normale genügt es, den Winkel φ von Null bis $\pi/2$ gehen zu lassen; die Unabhängigkeit vom Abgangsorte gestattet, nach Belieben die Teilchen sämtlich von einem einzigen Punkte, etwa dem Mittelpunkte von CD, ausgehend zu denken oder aber, was übersichtlicher ist, sie nach wachsendem φ längs CD zu verteilen. Vom Punkte C geht dann das oder gehen alle die Teilchen aus, deren Abgangswinkel φ gegen die Normale Null ist, im Mittelpunkte von CD ist $\varphi = 45^0$, im Punkte D gleich 90^0. Soll keine Richtung vor der anderen ausgezeichnet sein, so müssen die n Teilchen gleichmäßig längs CD angeordnet werden. Man kann nun den ganzen weiteren Vorgang, ohne zu rechnen, folgendermaßen graphisch darstellen (vgl. die Fig. 15, in der der Raum II weggelassen ist):

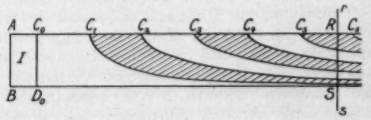


Fig. 15.

Man trage von C aus auf der Verlängerung von AC dauernd die Strecke a ab bis ins Unendliche, die einzelnen Punkte mögen $C_0 = C, C_1, C_2$ usw. heißen. Dann mißt die Strecke C_0C_1 den ersten Aufenthalt des von C_0 ausgehenden Teilchens im Raume I, die Strecke C_1C_2 seinen ersten Aufenthalt im Raume II, C_2C_3 und C_3C_4

jeweils den zweiten Aufenthalt in I und II usw. Entsprechend denke man sich von allen anderen Abgangspunkten längs C_0D_0 nach rechts hin die zugehörigen, dem Kosinus von φ ungekehrt proportionalen Weglängen abgetragen. Auf diese Weise muß man offenbar, von C_1 ausgehend, zunächst die bekannte reziproke Kosinuslinie erhalten, die sich asymptotisch (für $\varphi = \pi/2$) an die Verlängerung von BD_0 anschmiegt, und dann eine Kurvenschar, die sich durch Vervielfachen der Ordinatenlängen nach rechts hin ergibt. Die Kurven erzeugen oder begrenzen eine Anzahl von Streifen, deren jeder oben, auf der Verlängerung von AC_0, die Breite a, in der Mitte die Breite $a\sqrt{2}$ besitzt und unten, auf der Verlängerung von BD_0, die Breite ∞. Der erste, von C_0C_1 ausgehende Streifen, umfaßt den ersten Aufenthalt aller Teilchen in Raum I, der von C_1C_2 ausgehende den ersten in Raum II usw. Der Anschaulichkeit halber sind in Fig. 15 die Streifen abwechselnd schraffiert worden, die nichtschraffierten gehören sämtlich zu Raum I, die schraffierten zu Raum II. Zieht man nun zu irgendeiner Zeit t, d. h. an irgendeiner Stelle rechts von C_0D_0, eine Parallele rs zu C_0D_0 durch die Streifen, so kann man längs der Strecke RS ohne weiteres abzählen, wieviel der Teilchen in diesem Augenblicke im Raume I und wieviel im Raume II liegen.

Jetzt ist sofort zu übersehen, inwiefern der Vorgang eine H-Kurve liefern muß, die genau dem eigentlichen Sinne der Irreversibilität entspricht. Man braucht offenbar nur die Zahl der Teilchen exakt gleich unendlich zu setzen; dann wird der in Raum I oder II befindliche Prozentsatz an Teilchen direkt durch die Summe derjenigen Stücke der Strecke RS gemessen, die in hellen bzw. in dunkeln Streifen liegen. Die Figur zeigt, daß beide Summen, nach anfänglichen Schwankungen, gegen $RS/2$, also 50%, konvergieren.

Es ist nun schließlich auch leicht möglich, die H-Kurve graphisch darzustellen. Man erhält unwesentliche Unterschiede je nach der Art, wie man die Funktion H definiert. Es kommt nur darauf an, daß man irgendwie die Abweichung von der gleichmäßigen Verteilung in die Funktion einführt. Am anschaulichsten scheint mir direktes Auftragen des Prozentgehaltes P des Raumes I. Es liefert eine Kurve, etwa von der Gestalt, wie in Fig. 16 angegeben:

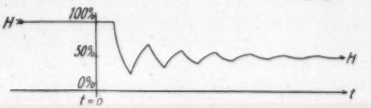


Fig. 16.

Die Knicke der Kurve entsprechen den Weglängen C_0C_1 usw. der Fig. 15. Der Anfangswert von H ist 100, der Endwert, auf dem H stehen bleibt, ist 50. Es wird also wirklich ein ganz bestimmter konstanter Endzustand erreicht, die Periodizität der Einzelvorgänge ist beim Gesamtvorgang geschwunden, der Gesamtvorgang ist gerichtet, er zeigt tatsächlich echte Irreversibilität.

Ehe ich das Modell A verlasse, gestatte ich mir noch auf einen Umstand hinzuweisen. Ohne Zweifel ist es ja auffällig, daß man auf diese Weise im Bereiche der reinen Mechanik theoretisch echte Irreversibilität bekommen kann.

Es mag aber daran erinnert werden, daß die Boltzmannschen Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen wie alle Wahrscheinlichkeitsüberlegungen ebenfalls gerade dann exakt richtig werden müßten, wenn die Zahl der Moleküle dort als unendlich groß angesehen werden könnte. Wiewohl die Grundlagen der Boltzmannschen Überlegung ganz andere sind, kann vielleicht doch in dieser Übereinstimmung eine gewisse Erklärung für das Verhalten des Modells A gefunden werden. Jedenfalls liegt in dem Modell A das erste Beispiel einer exakt definierten H-Kurve vor, die — allerdings unter der nur theoretisch durchrechenbaren Annahme einer unendlich großen Anzahl der Elemente — völlig innerhalb des Rahmens der reinen Mechanik einen tatsächlich gerichteten Gesamtvorgang und damit wirkliche echte Irreversibilität anzeigt.

B.

Das Modell A hat nur den einen Nachteil, daß es einen Grenzfall darstellt, der eine unmittelbare Anwendung auf die in der Natur wirklich vorkommenden molekularen Vorgänge nicht gestattet. Das liegt eben an der Annahme einer unendlich großen Anzahl von selbständigen Teilchen in einem endlichen Raume. Indessen tauscht man, wenn man nunmehr diese Annahme aufgibt, einen leicht ersichtlichen Vorteil ein. Sobald man nämlich die Anzahl n der Teilchen endlich voraussetzt, ist man imstande, die entsprechenden mechanischen Modelle wirklich herzustellen.

Hierfür kommt eine weitere Vereinfachung sehr zustatten, die durch die angenommene Form der Gefäße gleichsam von selber herbeigeführt worden ist. Im Anfang wurde der Einfachheit halber ausdrücklich ein zweidimensionaler Vorgang zugrunde gelegt. Ein nochmaliger Rückblick auf die Figuren 12 bis 14 und auf die an sie geknüpften Erörterungen zeigt, daß sich der zweidimensionale Vorgang tatsächlich noch als ein weit einfacherer auffassen läßt. Er ist nämlich offenbar in n voneinander unabhängige eindimensionale Ge-

schehnisse auseinander gefallen. Jedes Teilchen führt, von den anderen unbeeinflußt, für sich um die Mittellinie CD periodische Schwingungen aus, die doppelte Schwingungsweite beträgt

$$\frac{a}{\cos\varphi},$$

die Schwingungsdauer ist wegen der gleichen Größe der Geschwindigkeit der Schwingungsweite proportional, die Geschwindigkeit selber hat längs des ganzen Weges hin und her einen konstanten Absolutbetrag und springt nur jeweils an den Umkehrpunkten (Linie AB und EF) auf den algebraisch entgegengesetzten Wert. Man braucht sich nur das in Fig. 12—14 zu Übersichtszwecken gezeichnete geradlinige Abrollen der geknickten Bahnen von Umkehrpunkt zu Umkehrpunkt wirklich ausgeführt zu denken, dann ergibt sich diese Auffassung sofort. Sie läßt sich veranschaulichen durch die Fig. 17,

Fig. 17.

in der CD wieder als Abszissenachse für den Winkel φ zu denken ist und AE die doppelte Schwingungsweite bzw. halbe Schwingungsdauer der kürzesten Schwingung, die $(n-1)$ Parallelen zu AE bis zu der unendlich langen durch D gezogenen dieselben Funktionen für die übrigen $(n-1)$ Schwingungen bedeuten.

Will man nun derartige Schwingungen wirklich herstellen, so braucht man natürlich nur die Schwingungszeiten gemäß der Fig. 17 zu wählen, die Amplituden sind gleichgültig, sie können unbeschadet der Übersichtlichkeit des Vorgangs gleich groß gewählt werden. So gelangt man dazu, das Modell aus n ungleich langen, gemäß dem Verlaufe der Funktion

$$\frac{1}{\cos^2\varphi}$$

abgestimmten Pendeln zusammenzusetzen, die am einfachsten harfenartig an einer entsprechend dieser Funktion gekrümmten Stange aufgehängt werden und natürlich sämtlich in Ebenen senkrecht zu der Ebene der gekrümmten Stange schwingen (vgl. Fig. 18). Das letzte, eigentlich unendlich lange Pendel mag durch eins von überaus großer Länge ersetzt werden.

Die Ruhelage der Pendelkügelchen entspricht der Trennungsgeraden CD der beiden zweidimensionalen Räume I und II; will man nachträglich der besseren Beobachtbarkeit wegen

Fig. 18.

Fig. 19.

wieder zur dreidimensionalen Darstellung übergehen, so braucht man dem Modell nur die Form und Stellung der Fig. 19 zu geben.

Diese Pendelharfe (18) bzw. (19) will ich kurz das Modell B nennen und je nach der Zahl der Pendel durch einen Index näher kennzeichnen, beispielsweise B_7. Das Modell A entspricht dann dem nicht realisierbaren B_∞.

Man kann nun an der Hand der Modelle den jeweiligen Vorgang in allen Einzelheiten objektiv demonstrieren. Es ist dabei auch nicht mehr erforderlich, daß man für alle Punkte CD als Anfangslage $(t=0)$ nimmt, vielmehr läßt sich jeder beliebige Anfangszustand herstellen und zugrunde legen. Am meisten empfiehlt es sich, sämtliche Pendel zunächst mittels einer Leiste um einen bestimmten gleich großen Betrag aus der Ruhelage entfernt zu halten und dann durch Herunterklappen der Leiste gleichzeitig freizugeben. Der Gesamtvorgang erscheint dann in den ersten Augenblicken übersichtlich und regelmäßig („geordnet"), es ist aber überraschend, zu sehen, wie bald er den Charakter einer völlig regellosen, „ungeordneten" Bewegung gewinnt und wie überaus lange er schon bei verhältnismäßig geringer Pendelzahl in diesem Zustand verharrt. Tatsächlich erhält der Zuschauer durchaus den Eindruck, daß sich die Bewegung ständig dem Zustande der vollkommenen Unordnung, d. h. der gleichmäßigen Verteilung der anfangs nur in dem Raume I befindlichen Pendelkügelchen auf beide Räume I und II annähert. Will man das tatsächliche Vorhandensein der Periodizität zeigen, bevor die Dämpfung dem Vorgang ein Ende macht, so muß man schon sehr wenige Pendel nehmen und eventuell noch anstatt der Anordnung (18) oder (19) kommensurable Schwingungszeiten herstellen,

also die Pendel an einem Parabelbogen aufhängen[1]).

Von weiteren Einzelheiten, die sich an der Hand der Modelle auseinandersetzen lassen, will ich nur noch eine erwähnen. In den Diskussionen über das H-Theorem hat eine besondere Rolle die Frage gespielt, wie sich ein behauptetermaßen irreversibler Vorgang weiter entwickeln würde, wenn plötzlich alle Geschwindigkeiten umgekehrt werden könnten. Es ist häufig die Ansicht ausgesprochen worden, diese rückläufige Bewegung sei der wirklichen gewissermaßen nicht physikalisch gleichwertig, weil sie nicht die Voraussetzung der molekularen Unordnung erfülle. Ich glaube nicht, daß sich dieser Einwand in voller Allgemeinheit aufrecht erhalten läßt. Im Gegenteil scheinen mir die Boltzmannschen Ansätze und Schlußweisen geradezu zu fordern, daß bei einem isolierten System beide Richtungen der gesamten Elementarbewegungen als gleichberechtigt gelten müssen. Ich will aber auf mathematische Einzelheiten nicht eingehen, sondern nur zeigen, wie sich die Sache an dem Modell darstellt. Der Übersichtlichkeit halber werde unterschieden, ob die Umkehrung vor der Zeit $t = 0$, genau in diesem Augenblick, oder später erfolgt. Der erste Fall braucht gar nicht erst betrachtet zu werden. Das den zweiten Fall klärende Experiment liegt in gewisser Weise schon in der oben beschriebenen Versuchsanordnung vor; denn die Pendel haben im Augenblick des Wegziehens der Leiste die Geschwindigkeit Null, und diese kann man sowohl der direkten wie der Umkehrbewegung zugeordnet denken. Außerdem aber kann man auch ausdrücklich nacheinander zwei verschiedene Versuche anstellen, bei denen den Teilchen gleich große und entgegengesetzte Anfangsgeschwindigkeiten mitgegeben werden. Auch dann führt, wie ohne weiteres ersichtlich ist, die rückläufige Bewegung zu demselben physikalischen Endeffekt wie die direkte, nämlich ebenfalls zu einer über beide Räume I und II erstreckten Pendelbewegung an Stelle des anfänglichen gemeinsamen Aufenthaltes aller Pendel allein in dem Raume I. Die Umkehrung der Einzelvorgänge ändert also die tatsächliche vorhandene Tendenz des Gesamtvorganges nicht, wenn sie vor oder zur Zeit $t = 0$ eintritt. Es läßt sich aber schließlich auch leicht einsehen, daß dasselbe für den dritten Fall, eine Umkehrung zu einer noch späteren Zeit, gilt. Dieser dritte Fall führt dann allerdings von selber aus dem Rahmen der Einzelvorgänge ganz hinaus zu einer zusammenfassenden Betrachtung des Gesamtvorganges. Diese will ich zum Schluß noch ausführen, ich werde dabei wieder zu zeigen versuchen, wie beide Analogien A und B die tiefer liegenden, allgemeineren mathematischen Probleme einfach zu übersehen und zu veranschaulichen gestatten.

Bei allen denkbaren Modellen B ist der Gesamtvorgang ein rein mechanischer; bei allen mit Ausnahme des praktisch nicht herstellbaren $B_\infty = A$ erfüllt er überdies die Zermelosche Bedingung, denn er ist quasiperiodisch bzw. rein periodisch. Trotzdem aber ist er in gewissem Sinne gerichtet, auch bei endlichem n.

Darin scheint zunächst ein Widerspruch zu liegen. Indessen tritt die Tatsache des Gerichtetseins sofort hervor, wenn man die Möglichkeit einer Änderung der Definitionen in Betracht zieht. Zu diesem Zwecke gehe man der soeben als Fall 3 bezeichneten Aufgabe nach. Kehrt man zu irgendeiner Zeit $t_3 > 0$ alle Geschwindigkeiten um, so kann gewiß gar kein Zweifel darüber sein, daß alle Einzelvorgänge und damit auch der Gesamtvorgang von diesem Augenblicke an genau umgekehrt abzulaufen beginnen. Alle „Zustände", die vorher dagewesen sind, kehren in umgekehrter Reihenfolge wieder. Aber diese spiegelbildliche Rücklaufbewegung geht nicht ohne Ende weiter, sondern nur bis zu der Zeit $2 \cdot t_3$, die der Zeit t_0 entspricht. Von da an kommen nun nicht diejenigen „Zustände" an die Reihe, die vor t_0 dagewesen waren — das würde ja bedeuten, die Pendel könnten sich von nun an alle nur noch im Raume I aufhalten —, sondern es schließen sich nun wieder Zustände derselben Art an, wie sie Zeiten > 0 entsprechen und wie sie auch seit der Umkehr fortwährend dagewesen sind, nämlich Schwingungen durch beide Räume I und II. Der Gesamtvorgang stellt sich also sofort als gerichtet heraus, sobald man nicht einzelne „Zustände" im Sinne der üblichen Mechanik, sondern über längere Zeiten erstreckte „Zustandsgesamtheiten" ins Auge faßt, und der scheinbare Widerspruch gegenüber den grundsätzlichen „Richtungslosigkeit" rein mechanischer Vorgänge erklärt sich dadurch, daß zwischenein ein Augenblick ($t = 0$) gelegen hat, in dem die Grenzbedingungen geändert worden sind. Die Richtungslosigkeit der Mechanik gilt natürlich nur bei konstanten Grenzbedingungen, und gerade eine Änderung der Grenzbedingungen tritt ja in jedem Falle ein, in dem der zweite Wärmehauptsatz angewendet wird. Jedes Berühren zweier Körper, jeder Wärmeaustausch usw. muß vom mechanischen Standpunkte als Änderung der Grenzbedingungen aufgefaßt werden; und daß die dem zweiten Hauptsatze unterworfenen Systeme sich dieser Grenzbedingungsänderung

1) Eine andere einfache, für die meisten Zwecke vollkommen hinreichende Form des Apparates erhält man übrigens, indem man die Aufhängungskurve geradlinig wählt und horizontal anordnet.

anpassen müssen, daß sie wirklich die neue ihnen dargebotene Gesamtheit von Zuständen mit einnehmen, das liegt eben, für das Volumen, an ihrer Bewegung und für die Gesamtheit der Geschwindigkeitszustände an dem Einfluß der Zusammenstöße. Es läßt sich also auch hier eine „Entropie" ausfindig machen. Man muß nur die Entropie nicht als Zustandsfunktion, sondern als Funktion von Zustandsgesamtheiten definieren, d. h. also allgemein die bekannte Funktion

$$(1) \qquad \int d\tau \int d\omega \cdot f \cdot \log f,$$

in der $d\tau$ das Volumelement, $d\omega$ das elementare Geschwindigkeitsintervall und f die in $d\tau \cdot d\omega$ befindliche Anzahl von Molekülen bezeichnet, auch noch zeitlich integrieren, also bilden

$$(2) \qquad \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} dt \int d\tau \int d\omega \cdot f \cdot \log f .$$

Dann erhält man eine Funktion, die notwendigerweise nach dem entscheidenden Augenblicke $t = 0$ einen kleineren Wert hat als vorher. In unserem Falle ist es also nicht die Funktion des Modells A, der Prozentgehalt P des Raumes I an Teilchen, der ständig abnimmt, sondern die Größe

$$\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} dt \cdot P$$

der zeitliche Durchschnitt des Prozentgehaltes, dieser Durchschnitt beträgt in der Tat vorher 100% und nachher 50%.

Ich muß mir aber versagen, jetzt diese Betrachtung für größere Pendelzahlen durchzuführen. Man kann ohne Schwierigkeit bei jeder beliebigen Pendelzahl einerseits die wirklichen P- oder H-Kurven zeichnen, und zwar nach Belieben in der ihnen eigentlich zukommenden „treppenförmigen" Gestalt oder auch mittels eines leicht ersichtlichen Kunstgriffes (Auftragen der Elongationen) in kontinuierlicher Form, man kann die Boltzmann-Ehrenfestschen „Buckel" der Kurven wirklich zeichnen und berechnen, man kann verfolgen, wie sie bei einer bestimmten Kurve mit zunehmender Höhe seltener werden und insbesondere, wie ihre Anzahl relativ ganz enorm abnimmt mit zunehmender Pendelzahl. Anderseits läßt sich alledem gegenüber in jedem Fall die soeben aufgestellte Mittelwertfunktion bilden und ihr Gerichtetsein in graphischer Darstellung zeigen, ferner läßt sich nachweisen, wie man die zeitlichen Zustandsgesamtheiten wiederum durch Gesamtheiten der möglichen Lagen ersetzen kann und es läßt sich infolgedessen schließlich auch zeigen, daß die Richtung des Vorganges einem Fortschreiten von weniger wahrscheinlichen zu wahrscheinlicheren Zustandsgesamtheiten entspricht. Nur an dem einfachsten denkbaren Beispiele gestatte ich mir diese Dinge anzudeuten, nämlich an dem Modell B_1.

Man kann in der Tat sogar schon für ein einziges Pendel eine „Entropie" definieren. Um vorerst die Zustandsgesamtheiten vor der Grenzbedingungsänderung zu realisieren, könnte man hier wie auch bei größerem n noch senkrecht zur Bewegungsrichtung in der Ruhelage eine absolut reflektierende Fläche anbringen, dann lassen sich die Zustände vor und nach Beseitigung der Fläche folgendermaßen graphisch darstellen (vgl. Fig. 20):

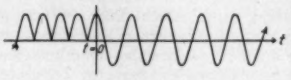


Fig. 20.

wobei die Kurvenordinate die Elongation darstellt; die eigentliche H-Kurve oder P-Kurve bekommt die Gestalt 21

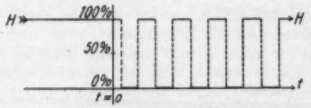


Fig. 21.

die zeitliche Mittelwertkurve die Form 22

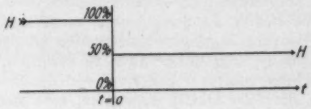


Fig. 22.

wenn man vorher bis $t = 0$ und nachher von $t = 0$ an integriert. Der eigentliche Kern des zweiten Hauptsatzes bleibt also in gewissem Sinne auch hier erhalten: bei dem wirklichen Vorgang nimmt H ab; kehrt man rein mechanisch den Vorgang um, nachdem der rechts von $t = 0$ liegende Zweig der Kurve beschritten ist, so kommt der Vorgang von selber nicht wieder auf den früheren Zweig, links von $t = 0$, zurück.

Allerdings bleibt eine solche Entropie-Definition in einem, sehr bemerkenswerten Punkte hinter dem zurück, was der ursprüngliche Begriff der Irreversibilität besagt: Wenn auch der Gesamtzustand, wie er vor $t = 0$ war, nicht wieder

erreicht wird, der Einzelzustand des Moments $t = 0$ tritt bei Umkehrung der Bewegung exakt wieder auf. Und diese mögliche Wiederkehr bei der Rücklaufbewegung ist dann sachlich wiederum identisch mit der realen Zermeloschen Wiederkehr desselben Einzelzustandes, welche die direkte Bewegung in der Tat mit periodischer Regelmäßigkeit mit sich führt, welche die Fig. 21 an dem einfachen Beispiele des einen Pendels zeigt, und welche die H-Kurven aller übrigen B-Modelle mit endlichem n ebenfalls sämtlich aufweisen müssen. Die Modelle B haben also bei passender Definition in der Tat eine Entropie, aber es ist, wie ich das nennen möchte, eine unechte oder Quasi-Entropie, denn tatsächlich sind sie sämtlich reversibel.

Gerade darin besteht nun aber die genaue Analogie zu den wirklichen Molekülbewegungen, wie sie den dem zweiten Hauptsatz unterworfenen Vorgängen nach der Boltzmann-Zermeloschen Theorie zugrunde liegen sollen. Auch dort muß nach dem heutigen Stande der Theorie angenommen werden, daß man es im allgemeinen nur mit einer Quasi-Entropie und mit unechter Irreversibilität zu tun hat: wenn der Zermelosche Satz erfüllt ist (das ist sicher der Fall, wenn das System als abgeschlossen gelten kann), muß die Irreversibilität unecht sein; aber auch dann, wenn er nicht erfüllt zu sein braucht, kann sie unecht sein, weil — damit kehre ich zum Ausgangspunkt meiner Ausführungen zurück — weil alle Beweise für die mechanische Begründung auf Wahrscheinlichkeitsüberlegungen aufgebaut sind. Es bleibt die Möglichkeit, daß der Ausgangszustand (wie überhaupt irgendwelche beliebigen anderen exzeptionellen Zustände) auch nach Änderung der Grenzbedingungen gelegentlich wieder eintritt, und es ist daher auch zu erwarten, daß er wieder eintritt. Bei den Modellen B kann man die Wiederkehr berechnen, man kann — bei großer Pendelzahl unter geschickter Ausnutzung eines sehr kurzen Augenblickes, bei kleiner in aller Ruhe — die Grenzbedingung im richtigen Zeitpunkt wieder einfügen und damit den Vorgang tatsächlich vollkommen auf die ursprüngliche Zustandsgesamtheit zurückbringen; bei den wirklichen Molekülbewegungen fehlt nichts als die Kenntnis eben dieser wirklichen Bewegungen; besäße man sie, so könnte man ebenso wie bei den Modellen B auch dort die Unechtheit der Irreversibilität benutzen und bisher für irreversibel gehaltene Vorgänge vollkommen rückgängig machen.

In diesem Sinne sind also die B-Modelle vollkommene Analogien der Wirklichkeit, müssen als vollkommene Analogien angesehen werden, solange die mechanische Begründung des zweiten Wärmesatzes eben die mögliche Unechtheit der Entropie zulassen muß. Ebensolange bleibt aber — darauf möchte ich ausdrücklich hinweisen — der zweite Wärmehauptsatz als Ausdruck realer Tatsachen abhängig von dem Stande der menschlichen Experimentierkunst bzw. der Fähigkeit der Menschen, die wirklichen Naturvorgänge messend zu beobachten.

Indessen darf man wohl doch die Hoffnung aussprechen, daß es gelingen werde, das physikalische Weltbild von der Belastung mit solchen zu seiner sonstigen Geschlossenheit in einem seltsamen Kontraste stehenden exzeptionellen Vorkommnissen ganz oder wenigstens zum Teil (insbesondere von der schwer glaublichen, aber vorläufig nicht abstreitbaren Möglichkeit spontaner Volumverringerungen, spontaner Molarbewegungen und desgl. mehr) zu befreien. Es hat auch bereits früher M. Planck dieser Hoffnung Ausdruck gegeben, indem er auseinandersetzt, man werde besser fahren, wenn man annehme, die Bedingung der elementaren Unordnung werde dauernd erfüllt[1]). Es fragt sich nur, wie man die dauernde Erfüllung dieser Bedingung exakt beweisen kann. Vielleicht wird das tatsächlich vorhandene fortgesetzte Variieren der äußeren Grenzbedingungen in die Gleichungen eingeführt werden können und unter Berücksichtigung dieser Tatsache der exakte Nachweis geführt werden können, daß in Wirklichkeit jene von der Wahrscheinlichkeitsbegründung offen gelassenen Möglichkeiten gar nicht oder nur in ganz bestimmt angebbarem Grade und unter nachweisbaren Bedingungen eintreten können. Dann würden nicht die Modelle B, sondern das Modell A dasjenige sein, dem die Wirklichkeit entspricht.

1) M. Planck, Die Einheit des physikalischen Weltbildes, Vortrag, Leipzig, S. Hirzel, 1909, S. 24.

Diskussion.

Kaufmann: Ich glaube, es hat ja mal vor einer Reihe von Jahren, als der Streit zwischen Boltzmann und Zermelo auf seinem Höhepunkt war, dieser Streit die wissenschaftliche Welt, soweit sie sich mit der Gastheorie befaßte, in zwei Lager gespalten. Die Mathematiker standen auf der Seite von Poincaré und Zermelo, und die Physiker, welche von der Gastheorie überzeugt waren, gaben Boltzmann recht. Ich glaube, ein Punkt ist außer acht gelassen bei der Frage der Periodizität. Die Beweisführung von Poincaré, daß das System in den Anfangszustand zurückkehren müsse, beruht auf der Voraussetzung, daß die Anzahl der Variablen, also die Zahl der Molekeln, eine

endliche sei; die Dauer der Periode wird um so größer, je größer die Zahl der Teilchen ist. Meistens wird nun zur Vereinfachung der Betrachtung angenommen, daß das Gefäß eine ideal glatte spiegelnde Wand habe. Wenn man diese Voraussetzung als mathematisch exakt betrachtet, so ist immer in einem solchen Gefäß eine endliche Zahl von Molekeln, und nach Stunden, Tagen, Jahren, muß der anfängliche geordnete Zustand wiederkehren. De facto aber muß man berücksichtigen, daß das Gefäß nicht eine ideal glatte Wand darstellt, sondern selbst aus Molekeln besteht, die in Bewegung sind, und daß es an die Außenwelt angrenzt, die ebenfalls aus bewegten Molekeln besteht, kurz jedes System ist unendlich und umfaßt das ganze Weltall, und wir ersetzen nur der Einfachheit halber die unberechenbare Einwirkung der physikalischen molekularen Wand auf Grund statistischer Mittelwertbetrachtungen durch eine mathematische glatte Wand. Für alle solche Schlüsse der kinetischen Gastheorie, welche beobachtbare Größen betreffen, ist die mathematische Wand der wirklichen Wand gleichwertig, aber im Sinne der tiefsinnigen Betrachtungen von Poincaré und Zermelo ist die Gleichwertigkeit nicht vorhanden, da muß man eben die unendliche Außenwelt mit berücksichtigen[1]).

Vortragender: Das ist auch ganz meine Ansicht. Ich wollte sagen, daß zwei Möglichkeiten vorhanden sind. Entweder man beschränkt sich darauf, dauernd mit den oben definierten Zustands-Mittelwerten zu rechnen, dann wird man freilich auf Grund der Definition eine Entropievermehrung bekommen, aber man muß die dem Physiker sicher unsympathische Periodizität usw. zulassen. Die andere Möglichkeit ist, daß man den Einfluß der Wände mathematisch formuliert und auf diese Weise durch veränderliche Grenzbedingungen dazu gelangt, die Periodizität auszuschließen. Ob man aber auf diesem oder sonst auf irgend einem Wege das gewünschte Vermeiden der Periodizität wirklich erreicht, dafür fehlt vorläufig der exakte Beweis. Deshalb wird man bis auf weiteres auch jene erste Möglichkeit im Auge behalten müssen. So ist in dem letzten Hefte der Annalen eine Arbeit von P. Hertz erschienen, der „Zeitgesamtheiten" und Wiederkehr der Zustände ausdrücklich zum Ausgangspunkt der Betrachtung wählt. Das würde jener ersten Möglichkeit entsprechen.

Kalähne: Ist nicht vielleicht in dem graphischen Beweis des Vortragenden ein Trugschluß insofern vorhanden, als man von vornherein von einer geordneten Verteilung der Moleküle ausgeht? Ist die Regelmäßigkeit der Kurven, die Sie angezeichnet haben, nicht vielleicht dadurch hervorgerufen, daß im Anfangszustand eine bestimmte Anordnung der Moleküle vorausgesetzt wurde?

Vortragender: Bei der Zeichnung dieser Kurven wird ein „geordneter" Anfangszustand im Boltzmannschen Sinne nicht vorausgesetzt. Alle Bewegungsrichtungen sind gleichberechtigt. Allerdings liegen die Teilchen anfangs sämtlich auf einer geraden Linie, d. h. die Phase ist dieselbe. Wählt man aber die Phasen ebenfalls nach dem Prinzip der Unordnung verschieden, so kann diese Änderung nur in demselben Sinne wirken. Man sieht das am leichtesten an einem vereinfachten Modell, bei dem alle Pendel gleich lang sind (Machsche Wellenmaschine).

Kalähne: Die Geschwindigkeitsänderungen durch die Zusammenstöße sind hierbei nicht berücksichtigt.

Vortragender: Allerdings, ich wollte nur im Beispiel zeigen, welches Ergebnis man bereits ohne die Zusammenstöße ableiten kann: könnte man den Einfluß der Zusammenstöße im Modell zum Ausdruck bringen, so würde der Übergang zur Unordnung jedenfalls noch besser herauskommen.

Kalähne: Mir ist nicht klar geworden, ob der Beweis streng ist oder ob es nur eine plausible Darstellung zur Klarmachung ist.

Vortragender: Infolge der Eile habe ich offenbar den ersten Teil meines Vortrages nicht genügend gegen den zweiten in Kontrast gesetzt. Ich wollte mit dem zuerst entwickelten Beispiel gerade zeigen, was man vom physikalischen Standpunkt von einer mechanischen Erklärung des Entropiebegriffs verlangen müßte, nämlich vollständige Annäherung an den Endzustand ohne jegliches Auftreten von Periodizität. Dies Beispiel stellte also nur eine ideale Forderung vor. Es ist doch überraschend, daß man aus ganz einfachen an und für sich rein periodischen Elementarvorgängen einen Gesamtvorgang zusammensetzen kann, der den gerichteten Charakter des H-Theorems aufweist.

Mie: Vielleicht ist es gut, hier einmal an eine kleine Rechnung zu erinnern, die Boltzmann gelegentlich in der Diskussion mit Zermelo angestellt hat. Boltzmann hat in einem bestimmten Falle ausgerechnet, wie lang die Zeitperiode sein muß, bis die Ordnung wieder eintritt, von dem Zeitpunkt an gerechnet, wo sie zuerst in Unordnung übergegangen ist. Er berechnet diese Zeit für ein ganz kleines Gasvolumen, ich glaube 1 cbcm, und zwar werden die Gefäßwände ganz glatt angenommen. Ist

1) Herr Planck, welcher bei der Diskussion nicht zugegen war, teilte mir nachher mit, daß er ähnliche Gedanken in seinen „Acht Vorlesungen über theoretische Physik" (S. 50 Fußnote [Leipzig, bei S. Hirzel 1910]) mitgeteilt habe.

zunächst eine gewisse Ordnung vorhanden, so stellt sich verhältnismäßig schnell Unordnung her. Nimmt man nun die uns bekannte Zahl der Moleküle und rechnet nach dem Liouvilleschen Satz aus, nach wie langer Zeit sich aus der Unordnung nach den Gesetzen der Mechanik wieder nahezu die alte Ordnung entwickeln muß, so kommt man auf eine kolossale Zahl — ich weiß sie nicht mehr genau —, aber sie ist sehr viele billionenmal größer als die Zeit, die die Welt überhaupt existiert. (Heiterkeit.) Wenn noch größere Zahlen von Molekülen mitwirken, wenn man also beispielsweise die molekulare Konstitution der Gefäßwände mit in Betracht zieht, so wird die Periode natürlich noch viel größer. Ich glaube, damit können wir Physiker uns wirklich beruhigen.

Nachschrift des Vortragenden.

Auf die Ausführungen von Herrn Mie erwiderte Herr Gans, daß die kolossal lange Zeit gar keine Bedeutung habe, weil man nicht wissen könne, ob sie nicht in diesem Augenblicke abgelaufen sei. Es sei ebenso wahrscheinlich, daß die Ordnung eines bis jetzt ungeordneten Zustandes heute eintritt als zu irgend einer andern Zeit.

Herr Gans fügte dann noch weitere Bemerkungen grundsätzlicher Art an, die aber aus dem Rahmen des zugrunde liegenden Vortrags hinauszuführen begannen, der ja die prinzipiellen Fragen nur zu berühren, nicht zu lösen bestimmt war. Deshalb schien es mir im Hinblick auf die vorgeschrittene Zeit angemessen, die Diskussion abzubrechen. Mit Genehmigung des Herrn Herausgebers dieser Zeitschrift und im Einverständnis mit Herrn Gans gestatte ich mir, die Hauptgedanken seiner Diskussionsbemerkung und eines Briefwechsels, der sich daran geknüpft hat, im folgenden noch ganz kurz zusammenzustellen.

Die im Anfange des Vortrages ausgesprochene Forderung „nicht Wahrscheinlichkeit, sondern Wirklichkeit" setzt so, wie sie dort formuliert ist, einen Gegensatz voraus, wie er für den beobachtenden und messenden Physiker tatsächlich gar nicht existiert. Für den Physiker sind nur beobaehtbare Zustände Wirklichkeit, und diese verlangen immer nicht nur örtliche, sondern auch zeitliche Mittelwertbildung. Man lasse ruhig zu, daß das Wasser in einem Reagenzglase über einem Bunsenbrenner einen Moment gefriert, beobachten wird man das niemals können. Wenn man allerdings solche und ähnliche Momentanzustände, die der Theorie nach möglich, aber jedenfalls nie beobachtbar sind, ausdrücklich als „wirklich" bezeichnen will, dann hat man eben das „Wunder" in der Physik. Beobachten und messen kann man aber doch immer nur die Mittelwerte, und diese sind für den Physiker bereits die geforderte Wirklichkeit.

Eine Schwierigkeit würde allerdings auch bei dieser Definition der Wirklichkeit bleiben. Sie betrifft die Zermelosche Wiederkehr. Man kann auf Grund des Zermeloschen Satzes die Wiederkehrzeit so groß wählen, daß die Lagenabweichungen von den Lagen zur Zeit $t = 0$ sehr klein gegen die Molekulardimensionen sind; dann wird der neue Zustand eine endliche Zeit sehr nahe dem alten bleiben, also auch die zeitlichen Mittelwerte. Damit wird die Zeit, die man warten muß, bis beobachtbare Wiederordnung eintritt, nur größer (und zwar sehr viel größer) als wenn man nur eine momentane Wiederordnung verlangt. Die Wiederkehr würde also auch dann „wirklich" sein, selbst wenn man nur die Mittelwerte für wirklich erklärt. — — —

Ich gestatte mir, diesen Ausführungen noch zwei Bemerkungen anzufügen.

Der Unterschied zwischen den beiden Wirklichkeitsauffassungen beruht ausgesprochenermaßen wesentlich auf einem Definitionsunterschied. Ich bedaure nun, daß mir damals infolge eines Zufalles eine Stelle noch nicht bekannt war, an der der begriffliche Teil dieser Streitfrage im voraus behandelt worden ist. M. Planck unterscheidet in seiner dritten Columbia-Vorlesung ebenfalls zwei verschiedenartige Begriffsbestimmungen der Wirklichkeit, sein „makroskopischer" und „mikroskopischer" Beobachter entsprechen den beiden entgegengesetzten Wirklichkeitsdefinitionen, so daß die Debatte durch Berufen auf jene Ausführungen hätte wesentlich abgekürzt werden können.

Sodann erlaube ich mir, noch bezüglich eines zweiten Punktes dieselbe Stelle heranzuziehen. Die Ergebnisse der beiden Wirklichkeitsdefinitionen stehen in grundsätzlichem Gegensatze zueinander, solange man die erwähnten „Wunder" für den mikroskopischen Beobachter zuläßt. Sie führen aber zu gleichen Ergebnissen, wenn es gelingt, in dem oben bezeichneten Sinne auch für den mikroskopischen Beobachter, das heißt hier für Momentanbeobachtungen, die „Wunder" auszuschließen. Herr Kaufmann hat schon nachträglich darauf aufmerksam gemacht, daß M. Planck der erste gewesen ist, der, wiederum an demselben Orte (S. 50), den Weg für einen solchen Fortschritt der Theorie bezeichnet hat, indem er bereits auf den Einfluß der Wände hinweist. M. Planck führt aber — das möchte ich hervorheben — diesen Gedanken ausdrücklich als Hypothese ein. Als Möglich-

keit bleibt eben zurzeit daneben noch die andere der beiden oben besprochenen bestehen, daß zum mindesten für die Momentanwerte die Irreversibilität gelegentlich Ausnahmen erleidet, und daß überhaupt in mehr oder minder hohem Grade exzeptionelle Momentanzustände gelegentlich auftreten können.

F. Paul Liesegang (Düsseldorf), Einstellung und Abblendung des photographischen Objektivs.

Wenn es bei photographischen Aufnahmen mit Tiefenausdehnung gilt, die Lichtstärke des Objektivs auszunutzen und mit möglichst großer Blende zu arbeiten, so muß man das Objektiv derart einstellen, daß die Tiefenschärfe eben von Vordergrund bis Hintergrund reicht. Als Einstellweite ergibt sich dazu aus der Linsenformel der Ausdruck

$$a = \frac{2eh}{e+h},$$

wobei e die Entfernung des nächsten und h die Entfernung des fernsten Objektpunkts bedeutet. Für den Grenzfall $h = \infty$ erhält man einen einfachen Wert, nämlich $a = 2e$; sonst aber ist der Ausdruck für die Praxis unhandlich.

Man kommt nun zu einem bequemeren Resultat, wenn man die Auszuglängen, die den Abständen e, h und a entsprechen und welche b_e, b_h und b_a lauten mögen, vergleicht. Es zeigt sich dabei zunächst, daß der Ausdruck für b_a analog lautet und zwar

$$b_a = \frac{2\,b_e b_h}{b_e + b_h}.$$

Daraus errechnet man ferner

$$\frac{b_e - b_a}{b_a - b_h} = \frac{b_e}{b_h}.$$

Das heißt: um b_a und damit die Objektiveinstellung zu erhalten, müssen wir die Strecke $b_e - b_h$, die als „konjugierte Tiefe" bezeichnet werden mag, im Verhältnis der Auszüge b_e und b_h teilen. b_e und b_h werden dazu durch Scharfeinstellung auf den nächsten und fernsten Objektpunkt gewonnen. Der Ausdruck lehrt uns ferner, daß die Objektiveinstellung stets näher zur Einstellmarke des fernsten Objektpunkts liegt.

Wir können auch schreiben:

$$\frac{b_e - b_a}{b_a - b_h} = \frac{e(h-f)}{h(e-f)}.$$

Wenn wir uns nun auf solche Fälle beschränken, wo die Brennweite (f) im Vergleich zum Objektabstand klein ist, wie es bei Draußenaufnahmen meistens zutrifft, so ist annähernd

$$\frac{h-f}{e-f} = \frac{h}{e}$$

und

$$\frac{b_e - b_a}{b_a - b_h} = 1$$

oder auch

$$b_a = \frac{b_e + b_h}{2}.$$

Daraus leitet sich die Regel her: man stellt die Mattscheibe scharf ein auf den nächsten und dann auf den fernsten Gegenstand, markiert in beiden Fällen den Auszug und nimmt zur Aufnahme die Mitte zwischen den beiden Marken. Beim Arbeiten ohne Mattscheibe schätzt oder bestimmt man die Entfernung von Vorder- und Hintergrund und stellt dann das Objekt ein auf die Mitte zwischen den beiden Marken, die auf der Skala diesen Entfernungen entsprechen.

Der Fehler, der diesem letzteren Verfahren anhaftet, erweist sich bei einer bestimmten Einstellweite a als ein Maximum für den Grenzfall $h = \infty$. Er ist alsdann

$$\varphi = -\frac{f}{(n-1)(n-2)} = -\frac{b_a - f}{n-2},$$

wobei

$$n = \frac{a}{f}.$$

Die Strecke $b_a - f$ ergibt sich in der Praxis beim Einstellen. Wenn die Tiefe (bei gleichem a) eine geringere wird, so nimmt der Fehler ab und zwar annähernd mit dem Quadrat der konjugierten Tiefe ($b_e - b_h$). Für eine Einstellweite $a = 3$ m und eine Brennweite $f = 12$ cm ergibt sich in dem Falle, daß die Tiefe von $\frac{a}{2} = 1\,{}^1/_2$ m bis ∞ reicht, ein Fehler von ${}^1/_5$ mm. Geht unter sonst gleichen Verhältnissen die Tiefe von 2—6 m, so ist der Fehler ${}^1/_{20}$ mm; für eine Brennweite von 20 cm beträgt er in letzterem Falle etwa ${}^1/_4$ mm.

Es kommt nun die Frage, wie weit muß man die Blende mindestens schließen, damit alle Teile des Bildes in genügender Schärfe herauskommen? — Der Durchmesser der Blende ist gegeben durch den Ausdruck

$$d = \frac{e\,x(a-f)}{f(a-e)}$$

oder wenn wir wiederum f gegen a vernachlässigen,

$$d = \frac{e\,x\,a}{f(a-e)}.$$

Dabei bedeutet x den Durchmesser des Zerstreuungskreises, durch welchen der nächste und

der fernste Objektpunkt wiedergegeben werden. Welchen Maximalwert man in der Rechnung für x einsetzen kann, ist für das betreffende Objektiv und Bildformat mit Hilfe einiger Aufnahmen festzustellen. Wenn wir nun in den Ausdruck für d die Annäherungswerte

$$a = \frac{f^2}{b_a - f}$$

und

$$e = \frac{f^2}{b_e - f}$$

einsetzen, so bekommen wir

$$d = \frac{fx}{b_e - b_a}$$

oder da b_a das arithmetische Mittel zwischen b_e und b_h ist,

$$d = \frac{2fx}{b_e - b_h};$$

hieraus

$$\frac{f}{d} = \frac{b_e - b_h}{2x}.$$

Dieser Ausdruck sagt uns: für ein bestimmtes Öffnungsverhältnis ist bei gleichem x für jeden Wert von a die konjugierte Tiefe $b_e - b_h$ konstant. Wenn die in der Rechnung einzusetzende Größe von x beispielsweise zu $^1/_{20}$ mm festgestellt ist, so ergibt sich

$$\frac{f}{d} = 10\,(b_e - b_h).$$

Beträgt die konjugierte Tiefe 2 mm, so ist $\frac{f}{d} = 20$ und wir müssen also abblenden auf $f:20$. Für eine konjugierte Tiefe von 3 mm wäre eine Abblendung $f:30$ zu benutzen usw. Umgekehrt kann man folgern: Mit der Abblendung $f:30$ bekommen wir eine konjugierte Tiefe von 3 mm, welcher je nach der Einstellung des Objektivs immer ein anderer Wert der Tiefenausdehnung im Objektraume entspricht.

Auf Grund dieses Resultats läßt sich eine Art Rechenschieber herstellen, der für jede Tiefe die erforderliche Mindestabblendung anzeigt. Einer der beiden Schenkel trägt die Einstellskala mit den verschiedenen Entfernungszahlen; auf dem verschiebbaren zweiten Schenkel sind Teilstriche mit Zahlen angebracht, welche das Öffnungsverhältnis angeben. Zur Feststellung dieser Teilung muß man wenigstens in einem Fall die erforderliche Mindestabblendung durch Kontrollaufnahmen bestimmen. Es sei z. B. gefunden, daß für eine Tiefe von 4 m bis ∞ (bei Einstellung auf 8 m) eine Mindestabblendung $f:18$ erforderlich sei; dann kommt die Blendenzahl 18 gegenüber die Entfernungszahl 4; die andere Einteilung wird entsprechend vorgenommen. Soll nun die Abblendung z. B. für eine Tiefenausdehnung festgestellt werden, die von 3—12 m geht, so stellen wir die Marke 0 des „Blendensuchers" auf den Teilstrich 12 der Entfernungsskala und sehen zu, welche Zahl dem Teilstrich 3 gegenübersteht. In unserem

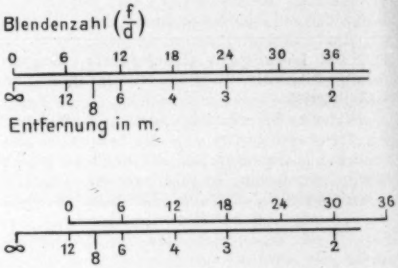


Fig. 1.

Falle würde das 18 sein. Für eine Tiefe von 6 m bis ∞ wird 0 auf ∞ gesetzt und das Öffnungsverhältnis bei 6 gefunden. Umgekehrt gibt der Sucher an, welche Tiefenausdehnung eine bestimmte Abblendung, z. B. $f:12$, bei beliebiger Einstellweite a liefert: wir brauchen

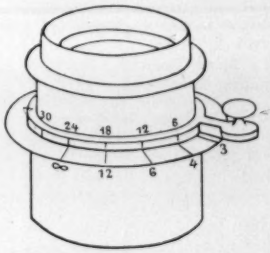


Fig. 2.

nur zu beobachten, welche Entfernungszahlen den Marken 0 und 12 entsprechen, wenn wir den Blendensucher verschieben.

Der Blendensucher läßt sich mit der Einstellskala, wie sie am Laufboden der Handkameras oder an der Spezialfassung der verstellbaren Objektive angebracht ist, kombinieren. Es werden dazu die Teilstriche mit den Blendenzahlen auf den verschiebbaren Teil des Kameraauszugs bzw. auf den gegen die Entfernungsskala stoßenden drehbaren Ring gesetzt und zwar kommt 0 auf die Marke oder Schneide, die zum Einstellen dient. Das Arbeiten gestaltet sich bei dieser Anordnung folgendermaßen.

Man stellt zunächst mit der Mattscheibe scharf ein auf den fernsten Gegenstand, merkt sich den an der Entfernungsskala angezeigten Teilstrich, stellt dann scharf ein auf den nächsten Gegenstand und sieht nun nach, welche Blendenzahl jetzt dem erstgefundenen Teilstrich gegenübersteht. Danach richtet man die Blende ein, während das Objektiv auf die Mitte zwischen beide Einstellungen gebracht wird. Ist die Entfernung des Hintergrunds praktisch so gut wie unendlich groß, so fällt die erste Einstellung fort, da hierfür die Marke ∞ an der Entfernungsskala gegeben ist. Beim Arbeiten ohne Mattscheibe verfährt man entsprechend, indem man von den Entfernungsmarken ausgeht, welche den geschätzten oder bestimmten Abständen von Vorder- und Hintergrund zugehören.

Es mag noch folgende Aufgabe gestellt werden. Der Hintergrund solle, wie dies zur Erhöhung der Plastik zuweilen verlangt wird, in geringerer Schärfe erscheinen als die im Vorder- und Mittelgrund gelegenen Bildteile. Der Durchmesser des Zerstreuungskreises, welcher dem fernsten Objektpunkt entspricht, sei gleich x_1, während er für den nächsten Objektpunkt den Wert x habe. Es ergibt sich nun einmal in bezug auf den Hintergrund

$$x_1 = \frac{d(b_a - b_k)}{f}$$

und andererseits in bezug auf den Vordergrund

$$x = \frac{d(b_e - b_a)}{f};$$

daraus

$$\frac{x_1}{x} = \frac{b_a - b_k}{b_e - b_a}.$$

Um die Einstellung des Objektivs (b_a) zu finden, müssen wir mithin die Strecke $b_e - b_k$ im Verhältnis x_1 zu x teilen. Die Abblendung wird dabei mittels des Blendensuchers durch die doppelte Größe der Strecke $b_e - b_a$ bestimmt. Wurde beispielsweise durch Versuchsaufnahmen $x_1 = 2x$ festgestellt, so teilt man, nachdem b_e und b_k durch Scharfeinstellung mit der Mattscheibe aufgesucht sind, die Strecke $b_e - b_k$ in drei Teile; der nach der Marke b_e gelegene Teilstrich gibt uns die Objektiveinstellung und dessen Abstand von der Marke b_k bestimmt in diesem Falle, da hier $b_a - b_k = 2\,(b_e - b_a)$, die Zahl am Blendensucher. In der Regel wird hierbei der Hintergrund sehr weit entfernt und also $b_k = f$ sein. Das gewonnene Resultat setzt voraus, daß f klein ist gegen den Objektabstand. Wenn wir diese Einschränkung fallen lassen, bekommen wir den Ausdruck

$$\frac{b_a - b_k}{b_e - b_a} = \frac{x_1 b_k}{x b_e}.$$

F. Paul Liesegang (Düsseldorf), Versuche über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat.

Bei Versuchen der Firma Liesegang über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat wurde von Herrn A. Schulze gefunden, daß ein Drahtnetz in hohem Grade die Wärmewirkung der Strahlen schwächt. Während ein Zelluloidfilm, im Strahlenkegel zur kinematographischen Projektion angeordnet, wenn er ungeschützt blieb, in wenigen Stunden in Brand geriet, hielt er nach Einschaltung eines Drahtnetzes bei einer Stromstärke von 20 Amperes einer Belichtung von $^3/_4$ Stunden stand, ohne entzündet zu werden. Gewiß hält das Drahtnetz einen großen Teil der Strahlen zurück; aber wie Versuche zeigten, ist die Wärmeabsorption erheblich größer als der Lichtverlust. Das Verfahren mag angewandt werden bei der Einstellung des Projektionsmikroskops, ferner wenn es gilt, einzelne Bilder aus einem kinematographischen Film zu zeigen; hier spielt der Lichtverlust weniger eine Rolle, da bei der regelrechten kinematographischen Vorführung durch die Verschlußscheibe auch ein Teil des Lichtes fortgenommen wird.

Interessant ist nun die Frage, worauf die starke Wärmeabsorption beruht. Um festzustellen, ob das Material von Einfluß ist, schaltete ich einen Glasraster ein — es war ein ziemlich grober Strichraster —, wobei ich fand, daß dieser in gleicher Weise wirkt. Ich möchte zu näheren Untersuchungen darüber anregen, ob die Beugung diese Erscheinung hervorruft und inwieweit die Feinheit des Gitters eine Rolle spielt.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Bologna. (Direktor: A. Righi.)

No. 15[1]: Augusto Righi, Über das Phänomen der Schwebungen, hervorgebracht durch Lichtschwingungen.

Auf Seite 503, 671 und 851 des laufenden Jahrganges dieser Zeitschrift finde ich zwei Bemerkungen des Herrn K. Abels, eine des Herrn Corbino und eine des Herrn Wood, die ich infolge besonderer Umstände erst heute habe lesen können, und die sich auf meine alten Versuche beziehen, bei denen ich das Phänomen der Schwebungen durch Interferenz zwischen zwei Strahlen von verschiedener Wellenlänge erhalten habe[2]). Die Bemerkungen des Herrn Corbino und des Herrn Wood entheben mich der Notwendigkeit, jene des Herrn Abels zu diskutieren. Ich möchte jedoch einige Bemerkungen zu einem Satze des letztgenannten Herrn und zu einem von Herrn Wood ausgesprochenen Urteil machen.

Herr Abels sagt: „Als ein experimenteller Nachweis der Lichtschwebungen hat also der sinnreiche Versuch Righis nicht den geringsten Vorzug gegenüber den vielen anderen Anordnungen, bei denen eine Bewegung der Interferenzstreifen stattfinden kann."

Wer diesen Schluß des Herrn Abels lesen würde, ohne meine Arbeit zu kennen, würde die Überzeugung gewinnen, daß ich meinen Versuchen wer weiß was für eine transzendentale Bedeutung zugeschrieben hätte, die jetzt durch seine Überlegungen auf nichts zurückgeführt worden wären. Wenn er sich indessen nicht mit den kurzen Zusammenfassungen begnügt haben würde, die sich in den Lehrbüchern von Winkelmann (Bd. 6, S. 919) und von Müller-Pouillet (10. Aufl., Bd. 2, (3), S. 978) finden, sondern sich die Mühe gemacht hätte, meine Arbeit oder deren vollständige Übersetzung in Exners Repertorium der Physik zu lesen, die wie diese beiden Abhandlungen in deutscher Sprache abgefaßt ist, so würde er vielleicht darauf verzichtet haben, einen Beweis für die — übrigens klare und selbstverständliche — Gleichwertigkeit der beiden Erklärungsweisen für das Ergebnis meiner Versuche beizubringen, für die er die Namen „statische" und „dynamische" vorschlägt. Überdies würde er gewahr geworden sein, daß ich meiner Arbeit niemals eine andere Tragweite zugeschrieben habe als die, welche er und die übrigen Physiker ihr bisher zugestanden haben. Ich kann mir nicht denken, welche sonstigen Ansprüche er mir zuschreiben könnte, da es doch aus klaren Gründen, die ich auch in meiner Arbeit des längeren und breiten entwickelt habe, auf der Hand liegt, daß es möglich ist, allein durch Änderung der Wellenlänge mindestens eines der beiden interferierenden Strahlen die Lichtschwebungen darzustellen.

Das entschiedene Urteil des Herrn Abels scheint mir jedoch nicht der Gerechtigkeit zu entsprechen.

Dasselbe möchte ich mit Rücksicht auf Herrn Wood sagen, der einen Teil meiner Arbeit in sein Werk „Physical Optics" aufgenommen hat und trotzdem seine Bemerkung auf Seite 851 dieses Jahrganges mit folgenden auf einen meiner Versuche anspielenden Worten schließt: „Der Versuch war höchst sinnreich, trotzdem ich völlig mit Herrn Abels darin übereinstimme, daß er keinen neuen Beitrag zur Frage der Lichtschwebungen lieferte."

Ich führe nun zugunsten meiner Versuche folgende Gründe an:

Die Änderungen der Wellenlänge der zur Interferenz bestimmten Strahlen habe ich auf verschiedene Weisen erreicht. Eine davon besteht in der Anwendung des rotierenden Nicols nach Dove und Airy, während die übrigen sich auf völlig neue Anordnungen gründen. Von diesen will ich eine anführen, die sowohl vom experimentellen Gesichtspunkte als auch zum Zwecke der Diskussion vielleicht die einfachste ist.

Sie stützt sich auf folgenden Satz, wegen dessen Beweises ich den Leser auf meine Arbeit verweise: Wenn man einen Strahl mit zirkularen Schwingungen von der Anzahl N in der Sekunde in normaler Richtung durch eine Halbwellenlängenplatte (beispielsweise durch ein Glimmerblättchen von ungefähr 0,0064 mm Dicke) hindurchgehen läßt, die in ihrer eigenen Ebene gleichförmig mit n Umläufen in der Sekunde kreist, so kann man diesen Strahl beim Austritt als einen Strahl von $N + 2n$ Schwingungen in der Sekunde bei einem bestimmten, als einen solchen von $N - 2n$ Schwingungen bei entgegengesetztem Umlaufssinne betrachten.

Dieser Strahl mit veränderter Wellenlänge, der beispielsweise die sekundliche Schwingungszahl $N + 2n$ statt N hat, unterscheidet sich in nichts wesentlich von einem Strahl mit $N + 2n$

1) No. 14: diese Zeitschr. **8**, 161, 1907.
2) Mem. della R. Acc. di Bologna, 14. Jan. 1883.

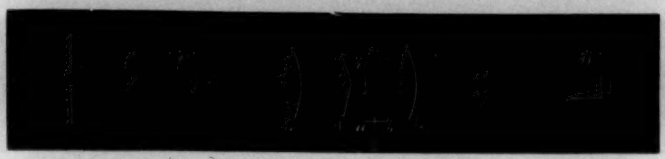


Fig. 1.

Schwingungen, den man auf irgendeine andere Art und Weise erhalten würde. Würde man ihn durch ein Prisma hindurchgehen lassen, so würde er abgelenkt werden wie irgendein Strahl von $N + 2n$ Schwingungen und würde von einem ihn begleitenden Strahl von N Schwingungen genau ebenso getrennt werden, wie die beiden zirkular schwingenden Strahlen beim Zeemanphänomen im longitudinalen Felde voneinander getrennt werden. Läßt man nun diesen Strahl von $N + 2n$ Schwingungen mit einem andern, unveränderten, also von N Schwingungen, interferieren, den man derselben Strahlungsquelle durch Zerlegung mittels irgendeines Interferenzapparates entnimmt, so ist der Effekt notwendig derselbe, den man erhalten würde, wenn die beiden Strahlen von N und $N + 2n$ Schwingungen aus zwei benachbarten Teilen eines Spektrums stammten. Nur würde bei Benutzung des letztgenannten Ausgangspunktes die Interferenz aus eben demselben Grunde nicht möglich sein, auf dem die Unmöglichkeit beruht, mit zwei Strahlen, die von getrennten und voneinander unabhängigen Strahlungsquellen ausgehen, Interferenzen zu erhalten.

Der in der beschriebenen Weise ausgeführte Schwebungsversuch ist also nicht eine einfache Nachahmung; eine solche würde er vielmehr wirklich sein, wenn die Bewegung der Interferenzstreifen beispielsweise durch gleichförmige Bewegung der Bank erhalten würde, welche die optischen Instrumente trägt. Der Versuch verwirklicht vielmehr getreu das Phänomen, das wir erhalten wollten, und die Bedingungen, unter denen es entstehen muß.

Da die Beschreibung des erwähnten Versuches meines Wissens bisher noch nicht mitgeteilt worden ist, so gestatte ich mir, sie hier kurz zusammen zu fassen.

A (Figur 1) ist ein vertikaler Spalt; P der Zirkularpolarisator (beispielsweise ein Nicol und dahinter eine passend orientierte Viertelwellenlängenplatte); C eine Zylinderlinse von kurzer Brennweite, die in i ein helles Bild des Spaltes A entwirft; L eine Linse, welche die von i ausgehenden Strahlen parallel macht; B das Fresnelsche Biprisma; L_1 eine Linse, die ein weiteres reelles Bild des Spaltes liefert, das mittels des Biprismas in i_1 und i_2 zerlegt wird; O das Fresnelsche Okular zur Beobachtung der Streifen.

In den Gang der Strahlen, die von dem Biprisma ausgehen und das Bild i_1 liefern sollen, wird die Halbwellenlängenplatte m_1 gestellt, und eine zweite Platte m_2 von gleicher Dicke wird in den Gang der Strahlen gestellt, die nach i_2 gehen. Die erste Platte steht fest; die zweite dagegen hat die Gestalt einer auf einer Achse montierten und um diese drehbaren Scheibe. Ein Schirm d endlich fängt solche Strahlen ab, die sonst zwischen den beiden Platten durchgehen würden.

Wenn m_2 unbeweglich ist wie m_1, so sieht man die unbeweglichen Streifen, die von der Interferenz zwischen zwei Strahlen von N Schwingungen herrühren; wenn dagegen m_2 rotiert und n Umdrehungen in der Sekunde ausführt, so erhält man Interferenz zwischen einem Strahl von N und einem von $N + 2n$ Schwingungen (oder auch von $N - 2n$, je nach dem Umlaufssinne), und mithin bewegte Streifen und Schwebungen. Wie ich selbst betont habe, ist die Lage, welche die Streifen in irgendeinem Augenblick einnehmen, dieselbe, in der sie unbeweglich bleiben würden, wenn die Platte m_2 in eben diesem Augenblick angehalten werden würde. Das hindert aber nicht, daß, während m_2 gleichförmig rotiert, zwei Strahlen von verschiedenen Schwingungszahlen und deren Schwebungen streng verwirklicht sind.

Es erscheint mir nützlich, die Aufmerksamkeit auf einen anderen Versuch von mir zu lenken, der gestattet, die Interferenzen und die Schwebungen in ganz glänzender Weise einem größeren Auditorium zu zeigen.

A (Figur 2) ist eine große Öffnung, aus der ein kräftiges Lichtstrahlenbündel (von einem starken Lichtbogen oder noch besser von der Sonne) ausgeht; P ein System zum Polarisieren dieses Strahlenbündels; F das Fresnelsche Biprisma oder Triprisma aus Quarz (ein Parallelepiped, gebildet aus zwei oder drei Prismen, die mit abwechselndem Drehungssinn hintereinander so angeordnet sind, daß ihre Achse in die Richtung der Strahlen fällt); L eine Linse, die auf den Schirm D ein reelles Bild der

Fig. 2.

Fläche von F entwirft, durch welche das Licht eintritt; Z ein Analysator.

Auf dem Schirm, der einige Meter von den Apparaten entfernt steht, erscheint ein prachtvolles System von sehr breiten und hellen Interferenzstreifen. Wenn man nun in den Gang des Lichtes zwischen P und Z die rotierende Halbwellenlängenplatte einschaltet, so setzen sich die Streifen in Bewegung.

Wegen der Theorie dieses Versuches verweise ich auf meine Arbeit. Dieser Versuch erhält, wie übrigens alle sonstigen über diesen Gegenstand, die ich beschrieben habe, eine offensichtlichere Bedeutung in einer Vorlesung, wenn man daneben den analogen Versuch mit Schallwellen ausführt, den ich an anderer Stelle[1]) beschrieben habe, und bei dem man durch auf ein horizontales Tuch aufgestreuten Sand die bewegten Interferenzstreifen, oder die Schwebungen, erhält.

1) Mem. della R. Acc. di Bologna, 14. Februar 1892.

Bologna, Physikalisches Institut der Universität, 3. Oktober 1910.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Oktober 1910.)

Über Schweidlersche Schwankungen.

(Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Norman Campbell.)

Von Edgar Meyer.

Herr Norman Campbell hat vor kurzem in dieser Zeitschrift[1]) eine Arbeit über die Schweidlerschen Schwankungen veröffentlicht und daran anschließend einige Bemerkungen über meine Untersuchung „Über die Struktur der γ-Strahlen“[2]) angeknüpft.

Um die Unstimmigkeiten zwischen der Theorie des Herrn Campbell und meinen Versuchen näher zu untersuchen, habe ich sofort Experimente unternommen, von denen ich eine Aufklärung erhoffe. Erst nach Vollendung dieser Versuche möchte ich im Zusammenhange auf die Arbeit des Herrn Campbell eingehen.

Ich sehe mich zu dieser Notiz veranlaßt, da es einige Zeit erfordert, bis diese Experimente zum Abschluß gebracht sein werden.

1) Norman Campbell, diese Zeitschr. **11**, 826, 1910.
2) Edgar Meyer, Sitzb. d. Berl. Akad. **32**, 647, 1910.

Aachen, Physikalisches Institut der techn. Hochschule.

(Eingegangen 8. Oktober 1910.)

BESPRECHUNGEN.

G. Brion, Leitfaden zum elektrotechnischen Praktikum. 8. IX u. 404 S. mit 380 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 10.—, geb. M. 11.—

Das Buch verdankt seine Entstehung dem elektrotechnischen Praktikumsunterricht der technischen Hochschule zu Dresden (Görges). Der Schwerpunkt liegt weniger in der Quantität des Gebotenen als in der Auswahl und in der Art der Darstellung. Von vornherein ist der Verfasser bemüht, den Praktikanten zu einem klaren Durchdenken der physikalischen Grundlagen seiner elektrotechnischen Messungen, zur gründlichen Betrachtung seiner Apparate und Maschinen und zu systematischer und kritischer Arbeit zu erziehen. Das Werk ist so geschrieben, daß es der Studierende zu Beginn seiner Laboratoriumspraxis ohne Ermüdung von Anfang bis zu Ende durchlesen kann. Er befestigt dabei manches ihm schon Bekannte und gewinnt einen Überblick über die Aufgaben, an die er herantritt, ein Umstand, der den Leitern des Praktikums ja sehr erwünscht ist. Der Inhalt des Werkes ist der Natur der Sache entsprechend teils physikalischer, teils technischer Natur, doch hat der Verfasser es absichtlich vermieden, hier einen Gegensatz aufkommen zu lassen, der die Tendenz gewisser technischer Kreise, sich von Physik und Mathematik zu emanzipieren, unterstützen würde, vielmehr ist er überall bestrebt gewesen, dem Leser beizubringen, daß auch in der kompliziertesten technischen Anordnung immer dieselben einfachen Prinzipien wiederkehren.

Nach einigen allgemeinen Auseinandersetzungen über physikalische Messungen gibt der Autor einen Überblick über die in Unterrichtslaboratorien etwa vorhandenen Stromquellen, beschreibt speziell die Dresdener Einrichtungen und wendet sich der Messung der einzelnen elektrischen und magnetischen Größen zu. Dann folgt ein mehr theoretisches Kapitel über Wechsel- und Drehstrommessungen, sowie eines mit vorwiegend praktischen Bemerkungen über Messungen

an elektrischen Maschinen überhaupt, um in den folgenden Abschnitten die Messungen an Gleich-, Wechsel- und Drehstrommaschinen, Transformatoren, Asynchronmotoren und zum Schluß an elektrischen Lichtquellen zu behandeln. Die Darstellung ist klar, die Figuren sind sauber und zweckentsprechend, praktische Literaturangaben regen zum Weiterstudium an, allerlei technische Nebenbemerkungen erweisen sich als wertvoll.

Dieser Leitfaden dürfte sich in den interessierten Kreisen rasch einführen. H. Hörig.

K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht. 9. verbesserte Auflage. Gekürzte Ausgabe nach den bayerischen Lehrplänen vom 30. Juli 1898, 392 S. mit vielen Übungsaufgaben, einer Spektraltafel in Farbendruck und 356 in den Text gedruckten Abbildungen. Freiburg i. B., Herdersche Verlagsbuchhandlung. 1909. M. 4.30, geb. M. 5.—

Dieses vornehmlich für die bayerischen Lehrerbildungsanstalten bestimmte Lehrbuch hat in verhältnismäßig kurzer Zeit die 9. Auflage erreicht. Vorzüge des Werkes sind vor allem: die sorgfältige und zweckmäßige Anordnung des Stoffes, gute Ausstattung und die zahlreichen Übungsaufgaben. In dem Kapitel über den Auftrieb in der Luft finden sich bereits Angaben über das Zeppelinsche Luftschiff, die Flugmaschine von Blériot usw. Anderseits aber muß betont werden, daß verschiedene Kapitel nicht dem heutigen Stand der Wissenschaft entsprechen, z. B. das Kapitel über die Luftelektrizität, ferner die verschiedenen Abschnitte über die Deutung der „hydroelektrischen Erregung", das Wesen der galvanischen Elemente, die chemischen Wirkungen des elektrischen Stromes. In dem zuletzt genannten Kapitel findet man schließlich auf 11 kleingedruckten Zeilen die „Neuere Theorie der Elektrolyse (Clausius 1857 und Arrhenius 1887)". Hier findet sich auch der Satz: „Wenn eine Lösung hinreichend verdünnt oder erwärmt wird, so erfolgt eine Dissoziation, d. h. ein Teil derselben ist in Zerfall begriffen". Es wäre sehr zu wünschen, wenn die oben genannten Kapitel bald eine durchgreifende Umarbeitung erführen. R. Lucas.

J. Scheiner, Spektralanalytische und photometrische Theorien. (Aus „Wissen und Können", Band 14.) 8. IV u. 187 S. mit 11 Figuren im Text. Leipzig, Joh. Amb. Barth. 1909. Preis geb. M. 6.—

Der Verfasser hat das Buch vornehmlich für diejenigen bestimmt, welche sich mit den Ergebnissen der Astrophysik vertraut zu machen beabsichtigen und sich dazu in bequemer Form die nötigen theoretischen Grundlagen aneignen wollen. Er sucht unter Anlehnung an die mannigfach zerstreuten Originalarbeiten ein möglichst vollständiges Bild über die jetzt herrschenden Anschauungen über Spektralanalyse und Photometrie, meist in mathematischer Darstellung, zu geben, wobei eine größere Kürze durch Auslassung von Zwischenrechnungen angestrebt wird.

Das Buch zerfällt in einen längeren, die spektralanalytischen Theorien behandelnden Teil, und einen kürzeren über Photometrie.

Der erstere behandelt die Kapitel: Strahlung, den Kirchhoffschen Satz, die Kirchhoffsche Funktion, das Emissionsvermögen der Gase, die Verschiebung und die Verbreiterung der Spektrallinien (mit den Unterabteilungen: Dopplersches Prinzip, die Verbreiterungs- und Verschiebungstheorien von Zöllner, Lommel, Jaumann, Wilsing und Galitzin, den Zeemaneffekt und die anomale Dispersion).

Zwei Kapitel sind den Gesetzmäßigkeiten in bezug auf die Anzahl der Linien und in bezug auf die Linienverteilung gewidmet; das erstere basiert auf den Arbeiten von Exner und Haschek im Funkenspektrum, das letztere enthält eine tabellarisch gehaltene Zusammenstellung der bislang gefundenen Serienbeziehungen der Elemente, wie üblich eingeteilt nach den verschiedenen Gruppen des periodischen Systems, und eine kurze Notiz über Bandenspektren.

Der zweite Teil des Buches gibt nach einer Übersicht über die allgemeineren photometrischen Theorien die spezielleren der Astrophotometrie. C. Fritsch.

H. Poincaré, Sechs Vorträge über ausgewählte Gegenstände aus der reinen Mathematik und mathematischen Physik. (Math. Vorlesungen an der Universität Göttingen. No. 4.) gr. 8. 60 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.80, gebunden M. 2.40

Auf Veranlassung der Wolfskehlkommission hat Herr Poincaré an der Universität Göttingen sechs Vorträge gehalten, deren Nachschriften das kleine Werkchen enthält. Die Vorträge geben durchweg, wie es bei der Beschränkung der Zeit nicht anders möglich war, nur einen Überblick über schwierige Untersuchungen, welche der Verfasser meist ausführlicher an anderen Stellen veröffentlicht hat.

Der erste Vortrag behandelt die Lösung von einigen besonderen Integralgleichungen, besonders von solchen, deren Kern an bestimmten Stellen unendlich wird. Der zweite Vortrag enthält die allgemeine Behandlung des Problems der Ebbe und Flut mit Randbedingung, 1. für den Fall eines Ufers mit senkrechten Wänden, und 2. eines flachen Ufers. Der dritte Vortrag gibt eine Anwendung der Lehre von den Integralgleichungen auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen an der Erdoberfläche. Die hierbei für die Beugung aufgestellte Näherungsformel hat aber der Verfasser inzwischen durch eine andere ersetzt, da die zu ihrer Aufstellung benutzten Formeln sich als nicht ausreichend erwiesen. Der vierte und fünfte Vortrag, über die Reduktion Abelscher Integrale und über die Mengenlehre, interessieren wohl nur den Mathematiker, dagegen dürfte der letzte Vortrag, eine gemeinverständliche Einführung in die Grundsätze der neuen Mechanik, allgemein, insbesonders auch dem Physiker interessant sein. Sommer.

Sir William Ramsay, Vergangenes und Künftiges aus der Chemie. Deutsch herausgegeben von Wilh. Ostwald. gr. 8. VII u. 296 S. mit Bildnis. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. M. 8.50, gebunden M. 9.50

Das Buch enthält, wie auch sein Untertitel besagt, biographische und chemische Essays.

Die deutsche Ausgabe ist um eine autobiographische Skizze vermehrt, die den Entwickelungsgang des Ver-

fassers, dessen Namen die Entdeckung der Edelgase und radioaktive Untersuchungen berühmt gemacht haben, eingehend schildert.

Den ersten Teil des Buches bilden geschichtliche Essays:

1. Das Jugendalter der Chemie,
2. Die großen Londoner Chemiker (Boyle, Cavendish, Davy, Graham),
3. Joseph Black: Sein Leben und sein Werk,
4. Lord Kelvin,
5. P. E. M. Berthelot,

interessante Darstellungen, deren Inhalt zum größten Teil der schottischen Wissenschaftsgeschichte entnommen ist.

Einen größeren Reiz noch bieten die chemischen Essays:

1. Wie Entdeckungen gemacht werden.
2. Die Becquerelstrahlen.
3. Was ist ein Element?
4. Über die periodische Anordnung der Elemente.
5. Radium und seine Produkte.
6. Was ist Elektrizität?
7. Die Aurora Borealis.

Hier schildert der Verfasser vor allem auch die Entdeckung der Edelgase einerseits und der radioaktiven Elemente andererseits. — Der große eigene Anteil des Autors an diesen Errungenschaften gibt hier der Darstellung ein besonderes Gepräge. —

Das Schlußkapitel des Buches bildet ein Aufsatz: „Die Funktionen der Universität", der interessante Vergleiche zwischen dem englischen und deutschen Unterrichtsbetriebe bringt.

Die deutsche Übersetzung Ostwalds bedarf keines Lobes. Dem Übersetzer ist auch die Einfügung der Autobiographie in die deutsche Ausgabe zu danken.

F. Krüger.

Berichtigung.

Zu dem Vorlesungsverzeichnis der Technischen Hochschule Danzig (diese Zeitschr. 11, 860, 1910) ist zu bemerken, daß Herr Professor M. Wien noch seine Vorlesungen in diesem Semester dortselbst hält und demnach an die erste Stelle (statt N.N.) tritt, während Herr Privatdozent Dr. Straßer zu streichen ist, da er für das kommende Wintersemester beurlaubt ist.

Tagesereignisse.

Im Jahre 1874 gelang es F. Sartorius in Göttingen, die ersten leichten kurzarmigen Analysenwagen in Bremen zur Ausstellung zu bringen. Das von Woehler 1824 entdeckte Aluminium hatte ihm dieser in ausreichender Menge, trotz der damals noch kostspieligen Herstellung desselben, zur Verfügung gestellt und damit das hohe Interesse bekundet, dessen ihm die Bestrebungen von F. Sartorius wert erschien. Aus den kleinen Anfängen jener Jahre hat sich ein präzisionsmechanisches Institut entwickelt, dem es gelang, vor etwa 5 Jahren die 10000. und Anfang Juli dieses Jahres schon die 15000. Analysenwage zur Versendung zu bringen. Das ist gewiß ein sehr gutes Zeichen für die Wertschätzung, welcher sich diese Wagen in allen chemischen und physikalischen Instituten des In- und Auslandes erfreuen.

A.

Das neue **Wiener Internationale Institut für Radiumforschung** ist am 28. Oktober d. J. eröffnet worden. Die Akademie der Wissenschaften hat als Eigentümerin dem Institut $3^1/_2$ Gramm Radium als Geschenk überwiesen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Danzig Dipl.-Ing. Dr. E. Glimm für Chemie und Technologie der Nahrungs- und Genußmittel, sowie für gerichtliche Chemie, der ord. Professor (nicht „Privatdozent", wie irrtümlich diese Zeitschr. 11, 744, 1910 mitgeteilt) für allgemeine und analytische Mechanik an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Alfred Denizot für Physik an der Universität Lemberg, an der Universität Gießen Dr. Paul Cermak für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent für Meteorologie an der Universität Wien Dr. Viktor Conrad zum a. o. Professor der kosmischen Physik an der Universität Czernowitz, an der Universität Chicago der a. o. Professor der Mathematik Leonard Eugene Dickson und der a. o. Professor der Physik Robert Andrews Milikan zu ord. Professoren, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Heinrich Tietze zum a. o. Professor für Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn.

Berufen: Zum Leiter des neuen Physikalisch-chemischen Forschungsinstitutes an der Universität Berlin der ord. Professor der physikalischen Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Fritz Haber.

Ehrenpromotionen: Aus Anlaß der Feier des 100jährigen Bestehens der Universität Berlin wurde der Doktorgrad von der medizinischen Fakultät ehrenhalber verliehen: dem Professor der Mathematik Henri Poincaré in Paris, dem Professor der Chemie Theodore William Richards von der Harvard-Universität und dem Professor der Chemie Eduard Buchner in Breslau.

Verliehen: Dem ord. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Emil Fischer der Titel Wirklicher Geheimer Rat mit dem Prädikat Exzellenz, dem a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Willy Marckwald der Titel Geh. Regierungsrat, den Privatdozenten der Physik an der Universität Berlin Dr. Otto v. Baeyer und Dr. Otto Hahn, sowie dem Dozenten für Physik und Photographie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Gustav Leithäuser der Titel Professor.

Gestorben: Der Professor der Mathematik am Gymnasium Eisenach und naturwissenschaftliche Schriftsteller Dr. Kurd Lasswitz.

Gesuche.

Dr. phil.,

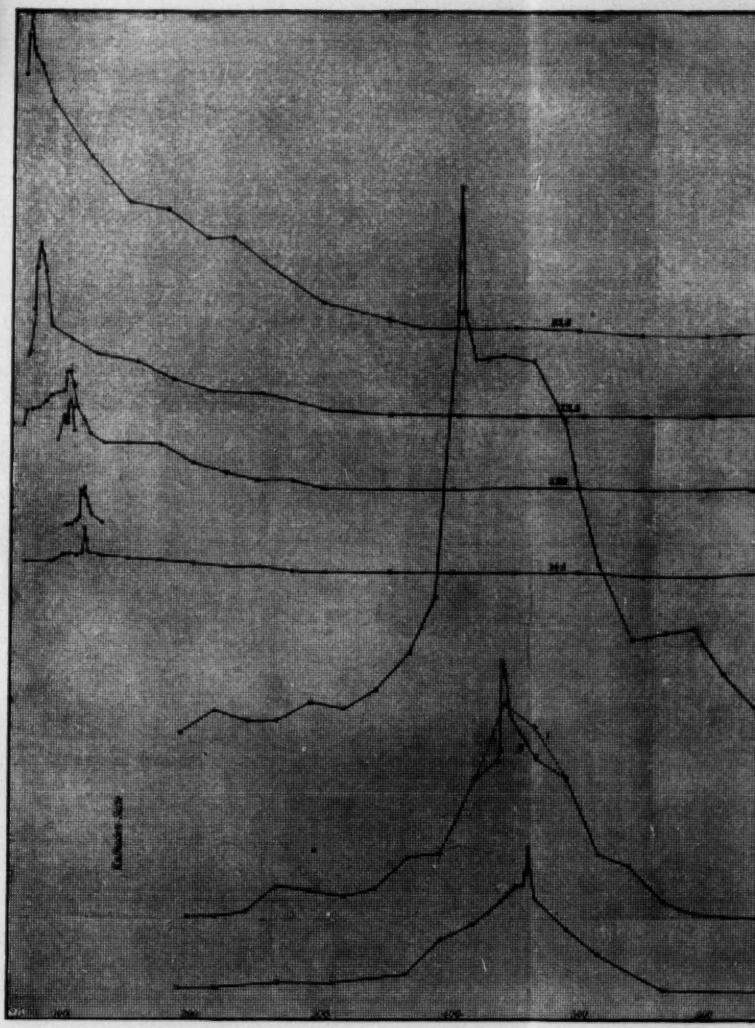
3 Jahre als Assistent tätig, **sucht** zum 1. April 1911 Assistentenstelle an Physikalischem Institut. Gefl. Offerten unter **S. H. 331** an die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

Das **Kaiserliche Telegraphen-Versuchsamt Berlin W. 9,** Königgrätzer Straße 20, **sucht** einen

promovierten Physiker

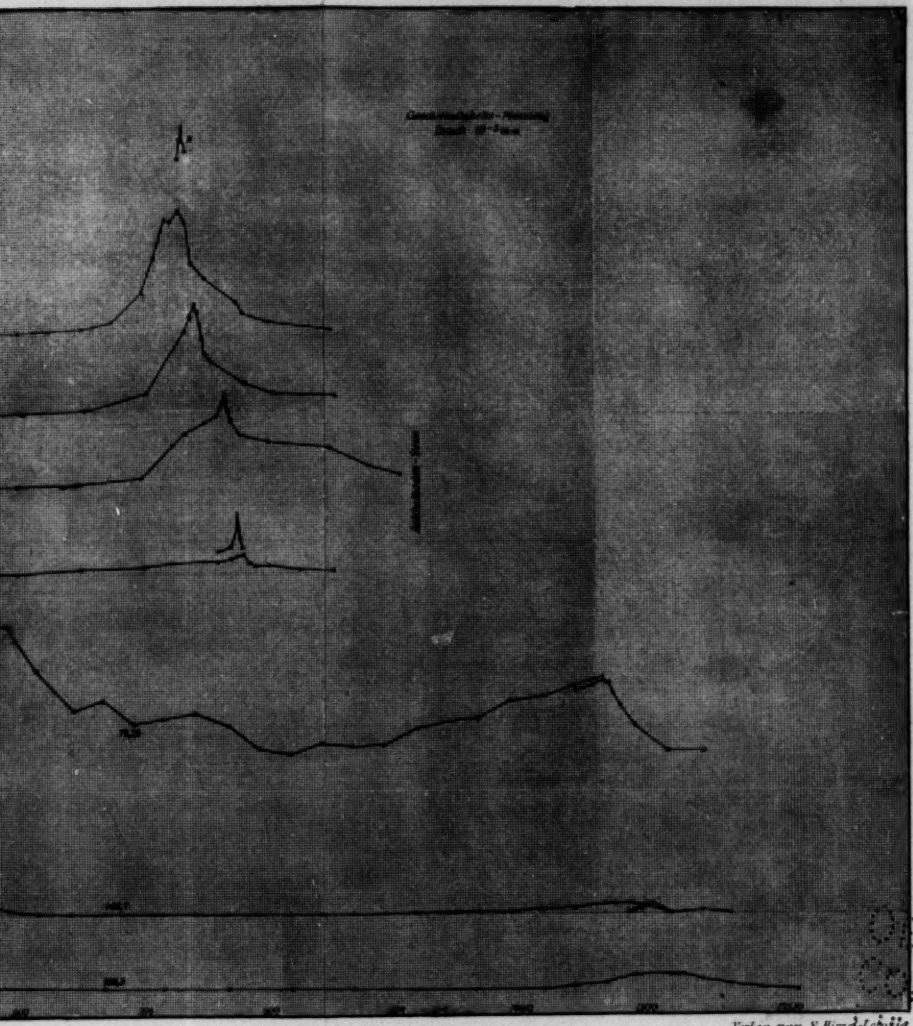
für Arbeiten über drahtlose Telegraphie. Eintritt sofort. Vergütung anfangs 150 M. monatl.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



E. Marx, Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen.

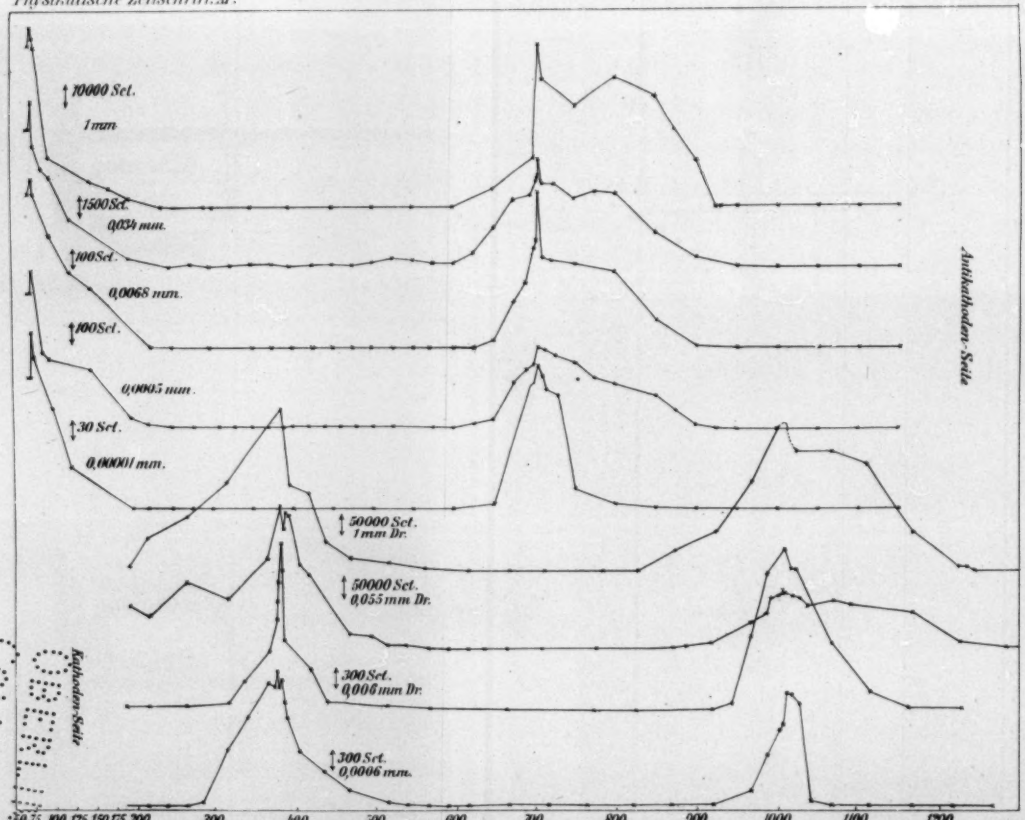
Photolitho



Photolithogr. Julius Klinkhardt, Leipzig.

Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

OBERLI
COLLEGE
LIBRARY



E. Marx, Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen. Photolithogr. Julius Klinkhardt, Leipzig. Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

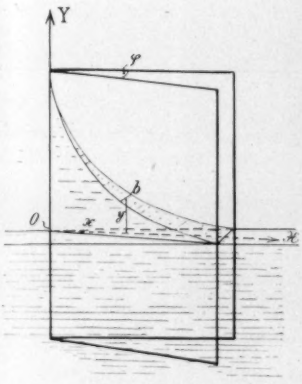


Fig. 1.

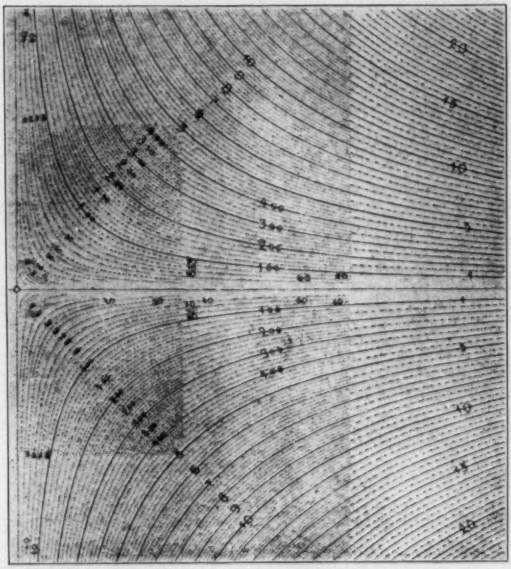


Fig. 4.

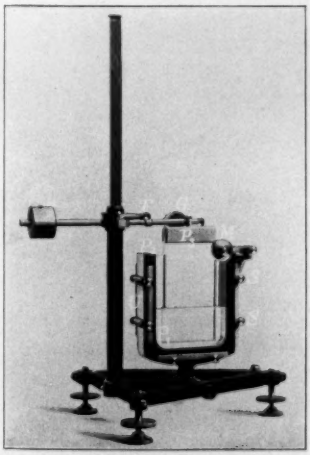


Fig. 2a.

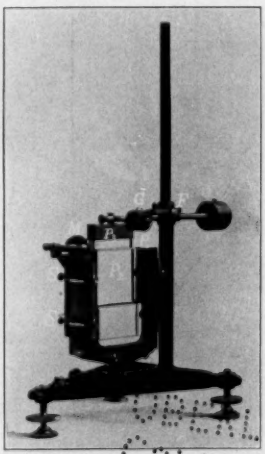


Fig. 2b.

L. Grunmach, Plattenapparat.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

COLLEGE LIBRARY

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

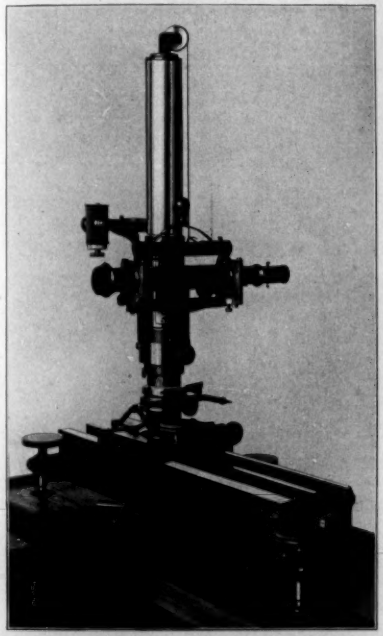


Fig. 3.

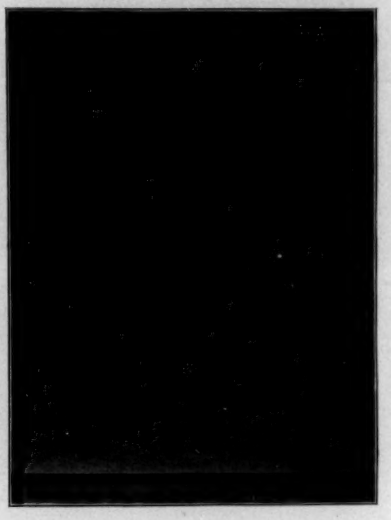


Fig. 6. Oleinsäure (Kurve 5).

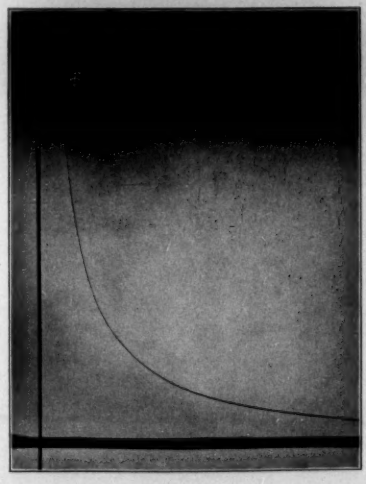


Fig. 5. Alkohol (Kurve 11).

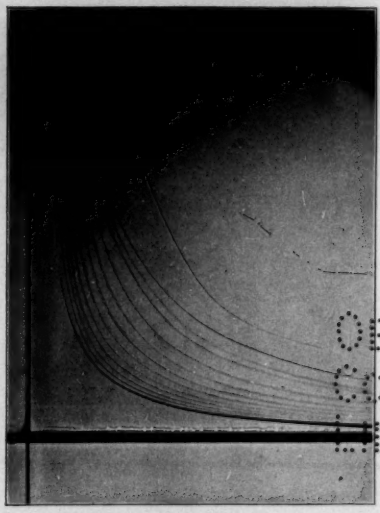


Fig. 7. Kurvenschaar (Alkohol).

OBERLIN COLLEGE LIBRARY